

# 集束超音波治療のための球殻状圧電素子の振動挙動に関する研究

著者	大津 賢治
学位授与機関	Tohoku University
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10097/55560">http://hdl.handle.net/10097/55560</a>

指導教員（主査）： 梅村 晋一郎 教授  
副査： 西條 芳文 教授  
副査： 山中 一司 教授  
副査： 長谷川 英之 准教授

# 集束超音波治療のための球殻状圧電素子 の振動挙動に関する研究

学籍番号 B0WD1003

東北大学大学院医工学研究科医工学専攻

大津 賢治

平成 25 年 1 月 17 日



# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>緒論</b>	<b>1</b>
1.1	研究の背景 . . . . .	1
1.2	研究の目的 . . . . .	5
1.3	本論文の構成 . . . . .	6
<b>第 2 章</b>	<b>評価方法</b>	<b>7</b>
2.1	トランスデューサ . . . . .	7
2.2	材料の音響関連物理定数 . . . . .	9
2.3	音響ホログラフィ的音場測定 . . . . .	13
2.4	有限要素解析 . . . . .	16
2.5	レーザドップラ振動計による変位測定 . . . . .	18
2.6	測定データの解析方法 . . . . .	20
<b>第 3 章</b>	<b>結果 1：単一要素圧電トランスデューサの振動解析</b>	<b>21</b>
3.1	音源振動分布 . . . . .	21
3.2	音源振動の Fourier 解析 . . . . .	29
3.3	治療用の音場へ与える影響 . . . . .	35
3.4	解決策の提案 . . . . .	41
3.5	まとめ . . . . .	45
<b>第 4 章</b>	<b>結果 2：新規アレイトランスデューサのための半球殻状圧電素子の振動解析</b>	<b>49</b>

4.1	振動の理論的解析 . . . . .	49
4.2	有限要素解析 . . . . .	53
4.3	素子を支持する方法の検討 . . . . .	60
4.4	1 素子の音場測定実験 . . . . .	67
4.5	考察 . . . . .	86
4.6	まとめ . . . . .	89
<b>第 5 章</b>	<b>結論</b>	<b>91</b>
5.1	本研究の結論 . . . . .	91
	<b>参考文献</b>	<b>94</b>
	<b>謝辞</b>	<b>102</b>
	<b>学術雑誌に掲載された論文リスト</b>	
	(レフェリーのある論文)	103
	<b>学術雑誌に掲載された論文リスト</b>	
	(レフェリーのない論文)	104
	<b>学会発表論文リスト</b>	<b>105</b>

# 目次

1.1	1-3 複合圧電材料 . . . . .	4
2.1	シングルエレメント球殻状 PZT トランスデューサの数値解析モデル	8
2.2	ハイドロフォンを用いた音場測定の実験システム . . . . .	13
2.3	実験における幾何条件 . . . . .	14
2.4	単一要素の PZT トランスデューサの数値解析モデル . . . . .	17
2.5	電極の位置及びポーリング方向 . . . . .	17
2.6	レーザドップラ振動計による実験システム . . . . .	19
2.7	レーザドップラ振動計を用いたトランスデューサ投影面の測定点 . .	19
3.1	焦点面の超音波音圧分布 . . . . .	22
3.2	圧電セラミックスの変位 . . . . .	25
3.3	PZT 表面及び裏面の振動 . . . . .	26
3.4	PZT 表面／裏面の変位の減算 . . . . .	27
3.5	PZT 表面／裏面の変位の加算 . . . . .	27
3.6	スキヤニング振動計による集束超音波トランスデューサ上の振動分布	28
3.7	$r, \theta$ 方向の 2 次元フーリエ変換 (レーザ測定) . . . . .	30
3.8	$r, \theta$ 方向の 2 次元フーリエ変換 (数値計算) . . . . .	31
3.9	空間周波数スペクトル (レーザ測定) . . . . .	32
3.10	空間周波数スペクトル (ハイドロフォン実験) . . . . .	32
3.11	空間周波数スペクトル (数値計算) . . . . .	33
3.12	ラム波の分散曲線 (対称モード) . . . . .	34

3.13	漏洩ラム波が治療用の音場へ与える影響 . . . . .	36
3.14	超音波音場分布 (レーザ測定) . . . . .	38
3.15	超音波音場分布 (ハイドロフォン実験) . . . . .	39
3.16	超音波音場分布 (数値計算) . . . . .	40
3.17	共振及び反共振周波数で駆動した場合の伝播方向の音場分布 (数値計算) . . . . .	42
3.18	共振及び反共振周波数で駆動した場合の伝播方向の音場分布 (ハイドロフォン実験) . . . . .	43
3.19	音響整合層を配置する／しない場合の空間方向の FFT スペクトル (数値計算) . . . . .	44
3.20	音響整合層を配置する／しない場合の伝播方向の音場分布 (数値計算)	45
3.21	非電極部あり／なしの場合の伝播方向の音場分布 (レーザ測定) . .	46
3.22	非電極部あり／なしの場合の伝播方向の音場分布 (ハイドロフォン実験) . . . . .	47
3.23	非電極部あり／なしの場合の伝播方向の音場分布 (数値計算) . . . .	48
4.1	半球殻状圧電素子の模式図 . . . . .	50
4.2	アレイトランスデューサの断面図及び平面図 . . . . .	50
4.3	数値計算により求めた 1 素子の電氣的インピーダンス曲線 . . . . .	54
4.4	圧電材料の厚さと超音波出力、共振周波数の関係 . . . . .	54
4.5	素子見込み角と超音波出力の関係 . . . . .	55
4.6	呼吸振動モード圧電素子から水中へ放射される音波 . . . . .	56
4.7	音響インピーダンスが水と等しい仮想的な伝播媒質 (液体) について音速を変化させた場合の電氣的インピーダンス曲線 . . . . .	58
4.8	同一開口面積を有する凹面形状、凸面形状、1-3 複合圧電材から得られる超音波出力 . . . . .	59
4.9	ハウジング材 (Al) あるいは電気接点 (Pb) を負荷した半球殻状圧電素子の数値解析モデル . . . . .	61

4.10	Alハウジング材を負荷した場合の電氣的インピーダンス曲線 . . . . .	62
4.11	Alハウジング材を負荷した場合の粒子変位 . . . . .	62
4.12	Alハウジング材を負荷した場合の加速度の大きさ . . . . .	63
4.13	共振周波数及び電氣機械結合係数のアルミニウムの厚さ依存性 . . . . .	63
4.14	電氣接点を負荷した場合の電氣的インピーダンス曲線 . . . . .	64
4.15	電氣接点を負荷した場合の粒子変位 . . . . .	64
4.16	電氣接点を負荷した場合の加速度の大きさ . . . . .	65
4.17	共振周波数及び電氣機械結合係数の電氣接点の質量依存性 . . . . .	65
4.18	Alハウジング材及び電氣接点を負荷した場合の電氣的インピーダン ス曲線 . . . . .	66
4.19	Alハウジング材及び電氣接点を負荷した場合の加速度の大きさ . . . . .	66
4.20	試作したトランスデューサの断面図 . . . . .	68
4.21	電氣的インピーダンス曲線 . . . . .	68
4.22	各種液体を用いた電氣インピーダンス曲線（数値解析） . . . . .	71
4.23	各種液体を用いた電氣インピーダンス曲線（実験） . . . . .	72
4.24	ハイドロフォンにより測定した1素子の2次元音場分布 . . . . .	75
4.25	素子のプロファイル . . . . .	76
4.26	アレイトランスデューサの素子の配置図 . . . . .	76
4.27	1素子の音場測定結果から求めたアレイとして形成される音場 . . . . .	77
4.28	1素子の数値計算結果から求めたアレイとして形成される音場 . . . . .	78
4.29	セクタスキャン時のアレイの音場（焦点位置 $X = -15[\text{mm}]$ ） . . . . .	79
4.30	セクタスキャン時のアレイの音場（焦点位置 $X = -30[\text{mm}]$ ） . . . . .	80
4.31	セクタスキャン時のアレイの音場（焦点位置 $X = -45[\text{mm}]$ ） . . . . .	81
4.32	セクタスキャン時のアレイの音場（焦点位置 $X = -60[\text{mm}]$ ） . . . . .	82
4.33	セクタスキャン時のアレイの音場（焦点位置 $X = -75[\text{mm}]$ ） . . . . .	83
4.34	セクタスキャン時のアレイの音場（焦点位置 $X = -90[\text{mm}]$ ） . . . . .	84
4.35	メインローブに対する不要応答の最大値の大きさのスキャン角依存性 . . . . .	85
4.36	180°より小さな見込み角をもつ素子 . . . . .	86



4.37	素子見込み角と出力の関係 . . . . .	87
4.38	基本共振周波数と第 2 共振周波数の比 . . . . .	88
4.39	素子見込み角 $130^\circ$ の場合の電氣的インピーダンス曲線 . . . . .	89

# 表目次

2.1	シングルエレメント・トランスデューサのパラメータ . . . . .	9
2.2	圧電セラミックス：Fuji Ceramics C-213 の材料定数 . . . . .	11
2.3	圧電セラミックス：Fuji Ceramics C-2 の材料定数 . . . . .	12
2.4	水・空気・アルミニウムの材料定数 . . . . .	12
2.5	有限要素解析におけるパラメータの設定 . . . . .	18
4.1	音響インピーダンスが水と等しい仮想的な液体の音響パラメータの設定	57
4.2	各種液体の材料定数 . . . . .	69

# 第 1 章

## 緒論

### 1.1 研究の背景

#### 1.1.1 超音波のエネルギーを利用した治療技術

波動エネルギーを利用して生体内で医療効果を発生もしくは促進させ得る方法として、放射線療法、光化学療法、電磁的温熱療法などが行われている。これらに加え、超音波のエネルギーを利用して癌などの組織を加熱凝固作用により壊死させる超音波治療法 [1–3] は、外科手術に代わる非観血的で無侵襲な治療技術として注目されている。とれわけ超音波には、体内の領域に対しては、他のアプローチよりも波動エネルギーをコヒーレントにフォーカスできるという特長がある。

このような超音波を用いた治療法は HIFU (High Intensity Focused Ultrasound: 強力集束超音波) 療法と呼ばれ、Lynn らによって提案された手法である [4]。これは体内の組織に対して体外から超音波を集束させ、そこで超音波のエネルギーを熱に変換することにより癌などの組織に対して治療効果を与えるものである。既に前立腺癌や乳癌などの軟部組織に生じる悪性の腫瘍の治療に臨床応用がなされており、現在では、治療が困難とされている腎臓癌や膵臓癌をはじめ、様々な部位への応用が期待されている。

生体において数秒から十秒程度の短時間内に生体組織を加熱凝固するためには、強度  $1 \text{ kW/cm}^2$  程度、音圧数 MPa 程度の強力な超音波が必要である。また、治療目的

部位以外の正常組織の加熱を抑えながら、目的部位のみを加熱する必要があるため、目的領域までの伝搬距離に応じた 1 MHz から数 MHz までの周波数を持つ超音波に、F-ナンバー 1 程度の集束度を与えて、治療目的部位にフォーカスさせる構造をとっている。

治療用の超音波トランスデューサは、単一の圧電材料により構成されるシングルエレメントのトランスデューサ [5] と、複合圧電材料により構成されるアレイ型のトランスデューサ [6, 7] が用いられている。例えば、経直腸に対しては、超音波トランスデューサを挿入するために、その大きさを小さく設計する必要がある。そのため、そのような用途には単一の圧電材料による構成されるシングルエレメント・トランスデューサが用いられることが多い。一方、超音波経路に骨や音速の異なる媒質が介在する場合、治療目的部位に焦点を結ぶよう、超音波の伝播を必要に応じて制御する必要がある。そのような場合には、アレイトランスデューサを用いることで調節が可能となる。

前者を用いた超音波治療装置は米国 Focus Surgery 社が 1994 年に初めて商品化した [5]、現在では、シングルエレメントのトランスデューサを用いた超音波治療器の市場シェアは台数ベースで約 9 割となっている。後者を用いた超音波治療装置はイスラエル InSightec 社が 2004 年に開発したものに代表され [8]、市場シェアは台数ベースで約 1 割である。

本研究では、単一の圧電材料により構成されるトランスデューサ及び考案した新規構造のアレイを構成する素子を対象とし、それらの振動的挙動について検討を行う。

### 1.1.2 単一要素圧電トランスデューサの問題点

圧電セラミックスには、厚さ方向に伸縮する厚み縦モード振動 [9–11] のみ励振されるのが理想的であるが、これに加えて圧電セラミックス内をラム波のような板波が伝播することが実験によって示唆されている [12, 13, 17]。このような伝播波が存在すると、歪んだ超音波音場分布が形成され、治療効果に悪影響を及ぼすおそれがある。しかし、実際のトランスデューサに対するこのような現象の検討は、詳細にはなされていない。

先行研究として、O. A. Sapozhnikov (モスクワ大学) ら [13–15] は、シングルエLEMENT球殻状圧電セラミックスを伝播するラム波について、実験的に検討を行っている。ここでは、圧電材料として PZT-5A 系の P1-60 [16] を用いており、我々が用いている PZT-4 系の圧電材料とは性質が異なるものである。また、中心周波数が 1 MHz のトランスデューサを用いており、我々が用いている 3 MHz のトランスデューサに対しても検討を行う必要がある。ラム波の解析の中で周波数依存性について議論がなされているが、反共振周波数で駆動することを意識したものではない。解析の結果、トランスデューサを伝播する波は S1 モードのラム波であると結論付けている。しかし、実験と理論とで、空間周波数の比較はなされていない。

他の先行研究として、当研究室出身の金島 (東北大学) ら [17–19] は、実験的に位相共役法により、音源の振動分布の再構成を行っている。圧電材料には、富士セラミックス社製 C-213 を用い、中心周波数 3 MHz において反共振周波数にて駆動している。超音波音場分布をハイドロフォンを用いて測定したところ、超音波伝搬方向の音場分布には、焦点手前に比較的大きなサイドローブが現れたことを確認した。実験によって得られた大きなサイドローブは焦点奥側には見られなかったことから、圧電セラミックスの端から中央へ向かって一方向にラム波のようなモードの波が伝播していると推測されるが、それを特定するまでには至っていない。まず何らかの条件によって板波が励振され、PZT 表面に対して一定の角度で水中にエネルギーを漏洩しながら伝播していき、それが焦点手前の位置に集束して比較的大きなサイドローブを形成するものとする。実験によって観測されたこのサイドローブの音圧は、焦点で音圧の約 4 割の大きさであった。癌組織である焦点に加熱凝固作用を与えることに加え、焦点手前の正常組織に対しても加熱凝固までは到達しないまでも加熱効果を与えてしまうという副作用が懸念され、治療の安全性に問題となる。

### 1.1.3 アレイトランスデューサの問題点

複雑な体組織の中でも確実に超音波を患部に照射するためには、百程度のチャンネルをもつアレイトランスデューサを用いた、高効率かつ精確な治療システムの開発が必要である。そのような超音波治療用のアレイトランスデューサとしては、図 1.1 に

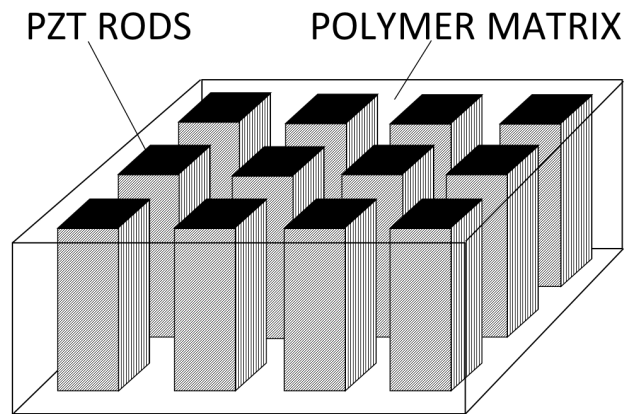


図 1.1 1-3 複合圧電材料

示すような、長手方向に振動する圧電セラミック柱を整列させポリマーで固めた構造を持つ 1-3 複合圧電材料 [20–23] が主に用いられている。しかし、1-3 複合圧電材には構造上、本質的に次の 2 点が問題となっている。1 つ目は、ポリマーを用いているため、機械的損失が多く、熱破壊しやすい点、2 つ目は、複合圧電材は積層化と相性が悪いため、電気的インピーダンスが大きくなり、治療に必要な出力を得るためには数百ボルトの高電圧駆動が必要となる点である。パワーアンプを構成する半導体の最大許容電圧は 500 V 程度であり、1-3 複合圧電材トランスデューサは、それに近い 200 ～ 300 V で駆動することになる [25]。そのため、素子の電気的インピーダンスを低減する必要がある。

アレイトランスデューサの電気的インピーダンスを低減することを目的とした先行研究として、K. Hynynen（トロント大学）らは、厚み縦モード振動以外の共振を利用する方法を提案している [24]。これは、円筒状の PZT の横モード共振を利用するもので、電気的インピーダンスは円筒状 PZT の壁厚によって決まり、動作周波数は円筒の長さによって決まる。しかし、そのようなデバイスは現時点において論文として発表されていないことから、実用化が困難であるものと推察される。

## 1.2 研究の目的

超音波を生体へ応用する場合には、安全性や精度を確立させ、患部以外の組織への副作用の影響を最小限にするよう評価する必要がある。そこで、本研究では、音源が生成する音圧分布の正確な測定し、その特性を詳細に解明することによって、安全で高効率な超音波治療器の研究開発を行うことを目的とする。そのために、本研究では、超音波治療用のトランスデューサの動的挙動に着目し、詳細な解析を行った。

まず、単一要素圧電トランスデューサに関しては、トランスデューサが振動する際、厚み縦モード振動に加えて径方向にラム波のようなモードの波が伝播しているかどうかを、ハイドロフォンを用いた実験による解析、有限要素法 (Finite Element Method: FEM) を用いた数値シミュレーション、変位のレーザ測定の 3 通りの方法により検討を行う。

また、超音波治療用アレイトランスデューサのための新規圧電素子の研究開発に関しては、アレイトランスデューサの電氣的インピーダンスを低減することを目的とし、低入力電圧に対して高い超音波出力が得られるような、新規の構造を持つ圧電素子の研究開発を行った。すなわち、既存の 1-3 複合圧電材トランスデューサとは異なり、厚み振動以外の振動モードを利用し、半球殻状の圧電素子に呼吸振動モードを励振させるものである。このような素子に要求されるスペックとして、低インピーダンスで動作すること、1 素子の大きさを水中の波長に対して 1~3 波長以内に小型化することが挙げられる [26, 27]。前者は、半導体が得意とする低電圧駆動を利用し、直接ドライブさせることを想定しており、後者は、百個以上の素子を並べてアレイを構成するための制約となる。本研究では、新規構造のアレイトランスデューサの構想から、理論解析による動作特性の予測、有限要素法による数値解析による検証を経て、素子の試作及び実験を行い、アレイトランスデューサの実現可能性まで議論を行う。

## 1.3 本論文の構成

本論文は全 5 章から成り、以下の内容で構成されている。

第 1 章は緒論であり、本研究課題に関連する研究の背景及び目的、本論文の構成について述べている。

第 2 章は、本研究における評価方法である。ハイドロフォンによる超音波音場測定、有限要素法による数値解析、レーザドップラ振動計による変位分布計測の評価方法について述べる。

第 3 章は、結果 1 として、単一要素圧電トランスデューサの振動解析に関する結果及び考察を行う。まず、第 2 章に記す各方法により、球殻状の圧電セラミックスの振動分布の測定を行う。得られたデータに対して 2 次元 Fourier 解析を行うことで、圧電セラミックスに励振される厚み振動以外の超音波成分について、詳細な解析を行う。また、伝播波によって治療用の音場へ与える影響について考察し、そのような不要成分が励振しないための解決策を提示する。

第 4 章は、結果 2 として、新規アレイトランスデューサのための半球殻状圧電素子の振動解析に関する結果及び考察を行う。まず、半球殻状の呼吸振動モードを利用した圧電素子の動的挙動に関して、振動の理論解析によって動作の予測を行う。次に、有限要素法による数値シミュレーションによって、理論解析から導いた動作特性の検証及び数値実験を行う。さらに、試作の前段階として、素子を支持する方法について数値シミュレーションによって検討する。以上の結果を踏まえて、実際に素子を試作し、音場測定を行い、その結果及び考察について述べる。最後に、アレイトランスデューサとして形成される音場を求めることによって、トランスデューサの性能評価に関する考察を行う。

第 5 章は結論であり、本研究によって得られた成果を要約して述べる。

付録には、学術雑誌に投稿した論文リスト及び学会発表論文リストを掲載した。



## 第 2 章

# 評価方法

本章では、研究方法について述べる。ハイドロフォンを用いた実験、有限要素法を用いた数値シミュレーション、レーザドップラ振動計による変位計測の 3 通りの方法について述べ、測定結果あるいは計算結果を用いた解析方法について記す。

### 2.1 トランスデューサ

シングルエレメントのトランスデューサ、本研究において考案した新規構造のアレイエレメントのいずれも、トランスデューサは凹面状の超音波放射面をもつ圧電セラミックスから構成されている。トランスデューサを水中で駆動させるため伝播媒質は水とし、バックリング材には空気を、ハウジング材にはアルミニウムを用いている。

単一要素圧電トランスデューサのスペックを表 2.1 に、断面図を図 2.1 に示す。ここでは、実験において、出力インピーダンスが  $50\ \Omega$  のパワーアンプにより駆動して水中に超音波を照射する条件で、電氣的インピーダンスが  $50\ \Omega$  付近で純抵抗となる共振周波数を、駆動周波数として設定した。

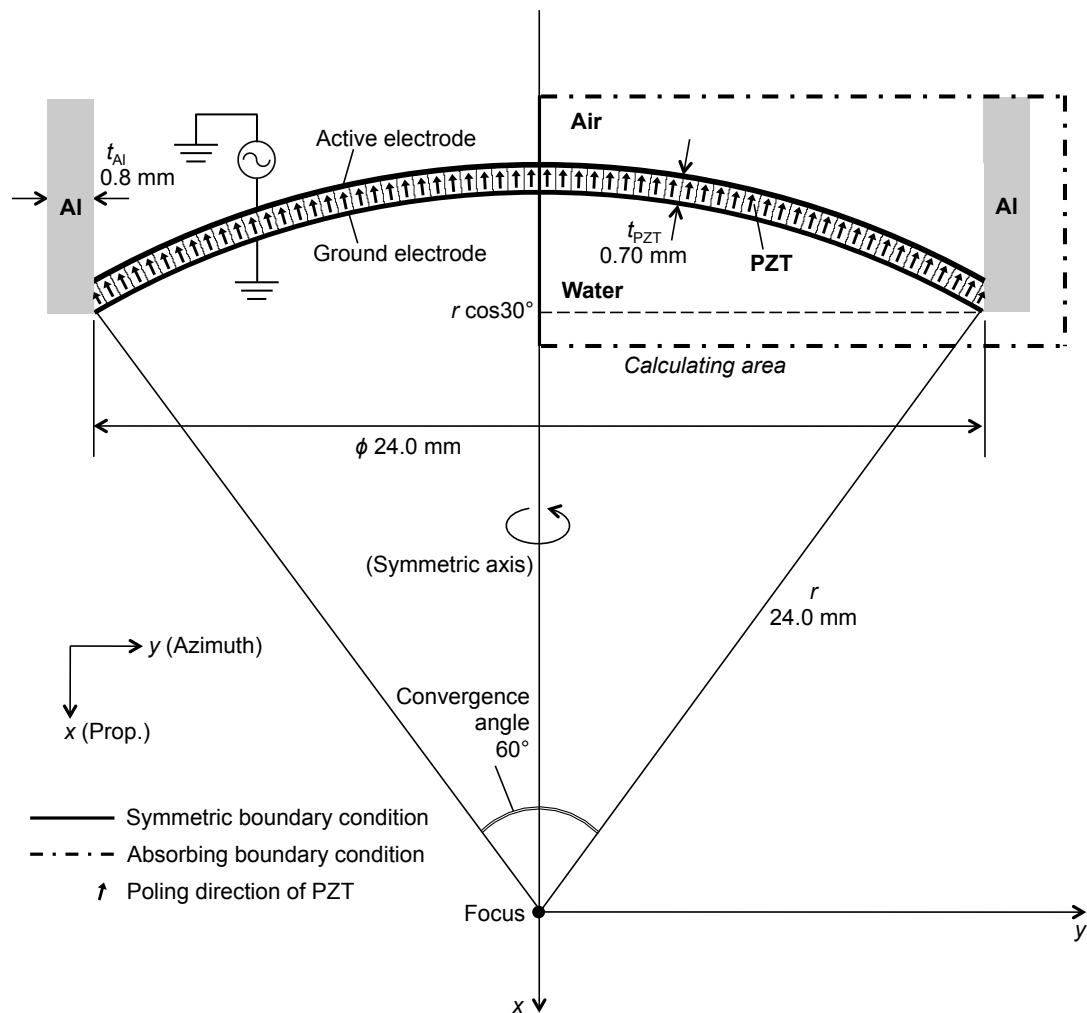


図 2.1 シングルエレメント球殻状 PZT トランスデューサの数値解析モデル

表 2.1 シングルエレメント・トランスデューサのパラメータ

パラメータ	設定値
共振周波数	3.37 MHz
駆動周波数	3.37 MHz
焦点距離	24.0 mm
開口径	24.0 mm
F ナンバー	1
開口角	60°
PZT 厚さ	0.70 mm
Al 厚さ	0.80 mm

## 2.2 材料の音響関連物理定数

有限要素法を用いた数値計算には、使用する材料の音響関連物理定数を与える必要がある。

まず、圧電セラミックスである PZT の圧電効果は、圧電基本式と呼ばれる式 (2.1)、(2.2) によって記述される [28, 29]。

$$\mathbf{T} = \mathbf{c}^E \mathbf{S} - \mathbf{e}_t \mathbf{E} \quad (2.1)$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{e} \mathbf{S} + \epsilon^S \mathbf{E} \quad (2.2)$$

また、歪みと粒子変位との関係式、運動方程式はそれぞれ式 (2.3)、(2.4) によって表される。

$$\mathbf{S} = \nabla_S \cdot \mathbf{U} \quad (2.3)$$

$$\nabla_T \cdot \mathbf{T} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} \quad (2.4)$$

ここで、 $\mathbf{T}$ 、 $\mathbf{S}$ 、 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{D}$  はそれぞれ応力、歪み、電界、電気変位のテンソル、 $\nabla_S$ 、 $\nabla_T$  は微分演算子行列、 $\rho$  は密度、 $t$  は時間を表す。また、 $\mathbf{U}$  は粒子変位のベクトルであ

り、その振幅係数を  $\mathbf{u}$  とおき、式 (2.16) の成分を持つものとする。

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

また、 $\mathbf{c}$ 、 $\mathbf{e}$ 、 $\boldsymbol{\varepsilon}$  はそれぞれ弾性定数、圧電応力定数、誘電率のテンソルであり、それぞれ式 (2.6)、(2.7)、(2.8) のように表される。ただし、上付添字はその物理量が一定の条件下の値であることを示し、下付添字  $t$  は転地行列を表す。テンソル、微分演算子の表記は文献 [28] の簡略化表記法に従うものとする。

#### ● 弾性定数

$$\mathbf{c}^E = \begin{bmatrix} c_{11}^E & c_{12}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ c_{12}^E & c_{11}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ c_{13}^E & c_{13}^E & c_{33}^E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44}^E & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44}^E & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66}^E \end{bmatrix}, \text{ただし } c_{66}^E = \frac{c_{11}^E - c_{12}^E}{2} \quad (2.6)$$

#### ● 圧電応力定数

$$\mathbf{e} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

#### ● 誘電率

$$\boldsymbol{\varepsilon}^S = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11}^S & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11}^S & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33}^S \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

試作したトランスデューサを構成する圧電セラミックスは、シングルエレメント・トランスデューサには富士セラミックス社製 C-213 を、新規構造の半球殻状圧電素子には富士セラミックス社製 C-2 を使用している [30]。いずれの材料も、Q 値が 1,200 ~ 2,000 程度と大きな値をもつハード系 PZT-4 に分類されるものである。数値計算に使用した圧電セラミックスの材料をそれぞれ表 2.2、表 2.3 に示す。一方、伝播媒質として用いた水、バッキング材である空気、ハウジング材であるアルミニウムに対しては、計算に用いた材料定数を表 2.4 に示す [32]。

表 2.2 圧電セラミックス：Fuji Ceramics C-213 の材料定数

定数	シンボル	カタログ値
密度	$\rho$	$7.81 \times 10^3 [\text{kg/m}^3]$
弾性定数	$c_{11}^E$	$14.44 \times 10^{10} [\text{N/m}^2]$
	$c_{12}^E$	$8.16 \times 10^{10} [\text{N/m}^2]$
	$c_{13}^E$	$8.50 \times 10^{10} [\text{N/m}^2]$
	$c_{33}^E$	$13.03 \times 10^{10} [\text{N/m}^2]$
	$c_{44}^E$	$2.32 \times 10^{10} [\text{N/m}^2]$
	$c_{66}^E$	$3.14 \times 10^{10} [\text{N/m}^2]$
圧電応力定数	$e_{31}$	$-3.74 [\text{C/m}^2]$
	$e_{33}$	$18.13 [\text{C/m}^2]$
	$e_{15}$	$12.29 [\text{C/m}^2]$
比誘電率	$\varepsilon_{11}^S/\varepsilon_0$	$7.79 \times 10^2$
	$\varepsilon_{33}^S/\varepsilon_0$	$7.51 \times 10^2$
機械的品質係数	$Q$	2,500

表 2.3 圧電セラミックス：Fuji Ceramics C-2 の材料定数

定数	シンボル	カタログ値
密度	$\rho$	$7.61 \times 10^3 \text{ [kg/m}^3\text{]}$
弾性定数	$c_{11}^E$	$13.79 \times 10^{10} \text{ [N/m}^2\text{]}$
	$c_{12}^E$	$8.33 \times 10^{10} \text{ [N/m}^2\text{]}$
	$c_{13}^E$	$8.45 \times 10^{10} \text{ [N/m}^2\text{]}$
	$c_{33}^E$	$11.89 \times 10^{10} \text{ [N/m}^2\text{]}$
	$c_{44}^E$	$2.23 \times 10^{10} \text{ [N/m}^2\text{]}$
	$c_{66}^E$	$2.73 \times 10^{10} \text{ [N/m}^2\text{]}$
圧電応力定数	$e_{31}$	$-3.16 \text{ [C/m}^2\text{]}$
	$e_{33}$	$18.67 \text{ [C/m}^2\text{]}$
	$e_{15}$	$13.86 \text{ [C/m}^2\text{]}$
比誘電率	$\varepsilon_{11}^S/\varepsilon_0$	$8.15 \times 10^2$
	$\varepsilon_{33}^S/\varepsilon_0$	$7.11 \times 10^2$
機械的品質係数	$Q$	1,200

表 2.4 水・空気・アルミニウムの材料定数

定数	シンボル	文献値		
		水	空気	アルミニウム
密度	$\rho \text{ [kg/m}^3\text{]}$	1000	1.3	2700
縦波音速	$v_\ell \text{ [m/s]}$	1450	340	6420
横波音速	$v_s \text{ [m/s]}$	0	0	3040

## 2.3 音響ホログラフィ的音場測定

### 2.3.1 ハイドロフォンを用いた音場測定方法

音場分布の測定は、水中に設置したトランスデューサから超音波を発生させ、伝搬方向に対して垂直方向の焦点近傍  $\pm 20.0$  mm の範囲をハイドロフォンで走査することにより行った。

図 2.2 に実験システムを示す。また、測定時の幾何条件を図 2.3 に示す。音圧計測を行う際に用いる音圧センサとしては、リップスティック型ハイドロフォンを使用した。シングルエレメントトランスデューサの音場測定には、受音面の素子径  $85\text{ }\mu\text{m}$  の HGL-0085 (ONDA 社) を、半球殻状圧電素子の音場測定には、素子径  $400\text{ }\mu\text{m}$  の HGL-0400 (ONDA 社) を用いた。

音響ホログラフィ [33-35] 的音場測定を行うため、ファンクション・ジェネレータからオシロスコープへトリガ信号を入力し、ハイドロフォンからの出力信号と同期させることによって、音圧の振幅と位相を同時に測定した。一般に、音響ホログラフィでは圧力の振幅情報のみを取得する方法が主に用いられているが、ここでは振幅に加えて位相情報も同時に計測することが特徴である。それによって、測定面における音

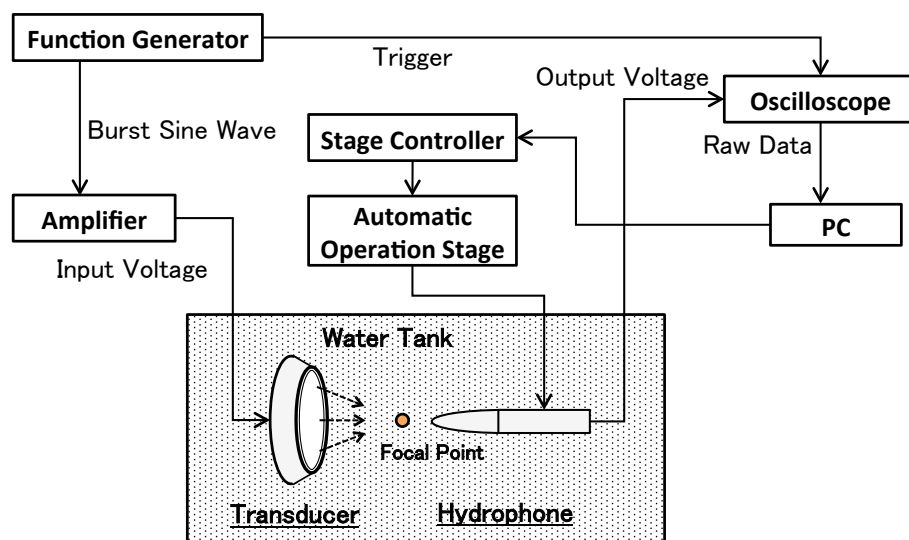


図 2.2 ハイドロフォンを用いた音場測定の実験システム

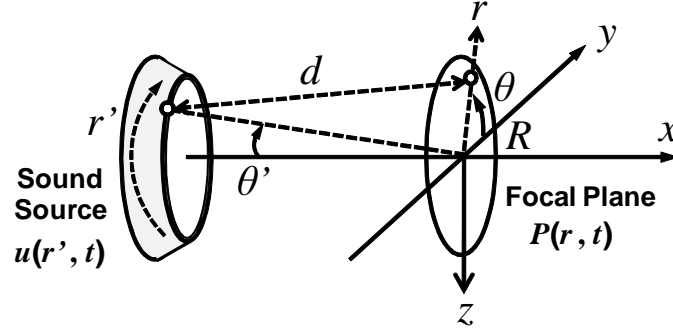


図 2.3 実験における幾何条件

圧データをもとに、逆伝播させることにより音源の振動分布を再構成したり、測定面を音源としたときの伝搬波を推定することが可能となる。

### 2.3.2 測定データの解析方法

まず、測定した音圧データの解析方法を述べる。測定した音圧データから、定常状態での時間方向に 10 周期分のデータを抽出し、これを複素データに変換する。ここでは、S/N 比の向上のため、式 (2.9), (2.10) のように、駆動周波数成分において Fourier 積分を行った。

$$a(\ell) = \frac{2}{T} \int_{t_c}^{t_c+T} u(t, \ell) \cos \omega_c t dt \quad (2.9)$$

$$b(\ell) = \frac{2}{T} \int_{t_c}^{t_c+T} u(t, \ell) \sin \omega_c t dt \quad (2.10)$$

ただし、 $T$  は入力正弦波の周期、 $t_c$  は定常状態における任意の時刻、 $\omega_c = 2\pi f_c$  は共振角周波数である。よって、複素化された変位  $u_c(t, \ell)$  は式 (2.12) のように表される。

$$u_c(t, \ell) = \{a(\ell) - ib(\ell)\} \quad (2.11)$$

$$= A(\ell) \exp \{i(\omega t + \phi(\ell))\} \quad (2.12)$$

ここで、振幅  $A(\ell)$  及び位相  $\phi(\ell)$  はそれぞれ式 (2.13)、(2.14) のように表される。

$$A(\ell) = \sqrt{(a(\ell))^2 + (b(\ell))^2} \quad (2.13)$$

$$\phi(\ell) = \tan^{-1} \left( \frac{a(\ell)}{b(\ell)} \right) \quad (2.14)$$



以上のように、音場測定により得られた、焦点からの距離  $r$  の任意の測定点における音圧の時系列データを、駆動周波数で Fourier 積分することにより、送信信号との位相差、および振幅値を算出できる。このとき、複素音圧  $p(r, t)$  は式 (2.15) のように表される。

$$p(r, t) = A(r)e^{j(\omega t + \phi(r))} \quad (2.15)$$

### 2.3.3 測定面からの逆伝搬

測定した焦点面における音圧の複素データより、位相共役法 [17, 36–38] を用いて、式 (2.16) のように複素音圧  $p(r, t)$  を位相反転し、測定平面から音源方向に再放射させることによって、凹面トランスデューサ半径方向 ( $r'$  方向) の振動分布  $u(r', t)$  を算出する。

$$u(r', t) = \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{A(r)}{d(r, \theta, r')} e^{j\left(\omega\left(t - \frac{d(r, \theta, r')}{c}\right) - \phi(r)\right)} r dr d\theta \quad (2.16)$$

ここで、 $d(r, \theta, r')$  はトランスデューサ表面上の任意の点から測定点までの距離である。

### 2.3.4 測定面からの順伝搬

同様に、測定した音圧の振幅及び位相を初期音源として設定し、順伝搬させることによって、線形領域において、形成される超音波音場分布を再構成することができる。球面状の超音波放射面から発生される音波の伝播は、O'Neil の式を用いて計算することができる [39]。任意の点における音圧  $p'$  は、測定した振幅  $A(r)$ 、位相  $\phi(r)$  を用いて以下のように求めることができる。

$$p' = \iint_S \frac{A(r)}{r} e^{j\left(\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) + \phi(r)\right)} dS \quad (2.17)$$

## 2.4 有限要素解析

### 2.4.1 トランスデューサのモデリング

有限要素法 (Finite Element Method: FEM) [40] による数値シミュレーションは、時間領域有限要素法を用いた圧電波動解析ソフトウェアである PZFlex (Weidlinger Assoc. Inc.) [41] を使用して数値計算を行った。医用超音波トランスデューサの解析には、PZFlex を利用した有限要素シミュレーションが広く用いられている [42–44]。

有限要素解析には、図 2.4 に示すような、軸  $x = 0$  に関して軸対称な 2 次元モデルを直交座標系で構築した。境界条件として、図 2.4 の左側面には対称性境界を、それ以外の境界面には吸収境界を適用した。

球殻状の圧電セラミックスの製法は、はじめに強誘電体セラミックを球殻状に加工し、電極を蒸着後、電極を設けたセラミック片に直流高電界を印加し、強誘電体に圧電活性を与える。これはポーリング処理と呼ばれ、圧電材料の分極方向、すなわちポーリング方向が定まる。我々が試作したトランスデューサの場合、電極を図 2.4 に青色で示した太線の位置に配置した。すなわち、正極は PZT 凸面に、アース電極である負極は PZT 凹面に配置した。ただし、3.4.3 節においては、PZT の端部に正極が配置されていないトランスデューサを試作し、それを用いて検討を行った。この領域を非電極部と呼ぶこととし、これは圧電セラミックスをハウジング材に固定するための接着剤を塗布する領域として非電極部を設定したものである。PZT の分極方向は図 2.4 中の矢印の向きのように、PZT は電界の向きに球中心から放射状にポーリング処理がなされていると考える。

数値計算においては、このように径方向にポーリング方向が滑らかに変化している圧電セラミックスをモデリングするため、球中心から  $1^\circ$  毎に刻まれた小さな PZT 片を並べて表現し、一つ一つの小さな PZT 片の分極方向は一様であるとした。すなわち、材料定数の 3 軸方向が分極方向になるよう、小さな PZT 片の軸を矢印の向きになるよう  $1^\circ$  毎に回転させることにより形成した。数値解析モデルにおける電極及びポーリング方向の設定を図 2.5 に示した。赤色の実線が電極の位置を表し、矢印の向きは

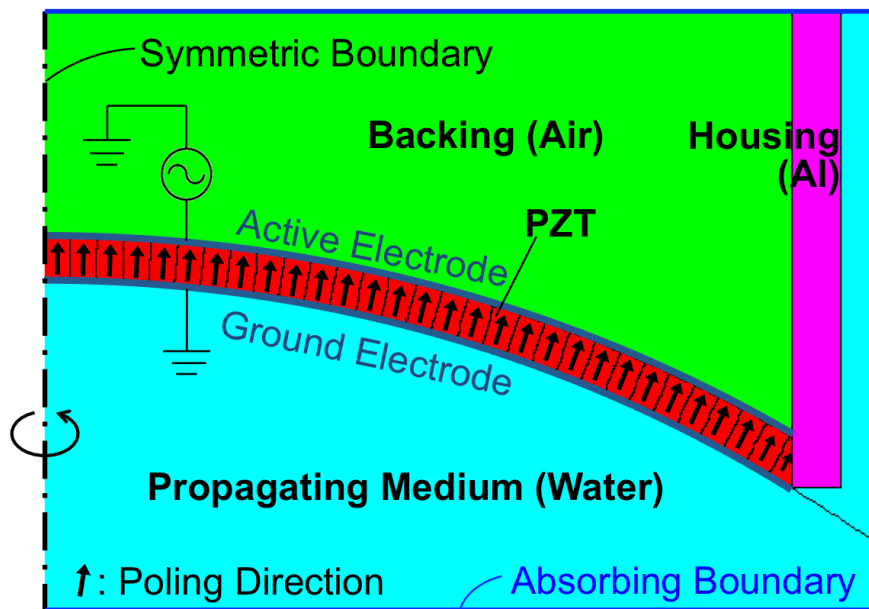


図 2.4 単一要素の PZT トランスデューサの数値解析モデル

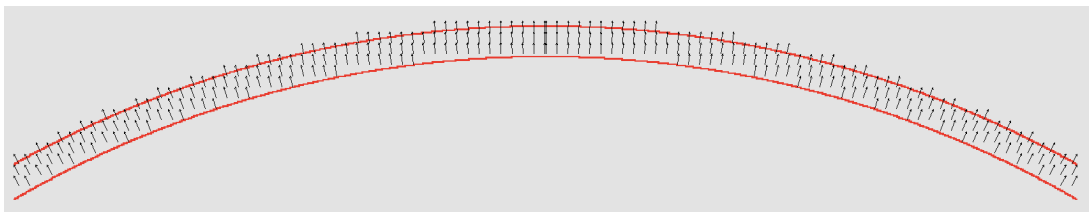


図 2.5 電極の位置及びポーリング方向

ポーリング方向を示している。ただし、ここでは対称軸  $x = 0$  に関して折り返して表示している。

表 2.5 有限要素解析におけるパラメータの設定

パラメータ	シンボル	値
関心周波数	$f_{\text{int}}$	2.5 ~ 4.0 [MHz]
減衰周波数	$f_{\text{damp}}$	$f_{\text{int}}$ [MHz]
最大周波数	$f_{\text{max}}$	$f_{\text{int}} \times 1.5$
最小音速	$v_{\text{min}}$	1,500 [m/s]
最小波長	$\lambda_{\text{min}}$	$v_{\text{min}}/f_{\text{max}}$
1 波長あたりの要素数	$n_{\text{elem}}$	15
要素サイズ	box	$\lambda_{\text{min}}/n_{\text{elem}}$

## 2.4.2 数値計算のパラメータ

上記の軸対象な 2 次元 FEM モデルに対して有限要素解析を行った。FEM 解析の設定条件を表 2.5 に示す。

以上の設定により、球殻状圧電トランスデューサを水中で駆動させ、解析モデル上の任意の点における粒子変位の数値計算を行った。

## 2.5 レーザドップラ振動計による変位測定

レーザドップラ振動計を用いて、圧電セラミックスの粒子変位分布を直接計測することができる。ドップラー効果に基づき、振動表面から反射したレーザには、振動によって光の周波数に変化が生じる。その変化を光干渉計により計測することで、レーザを照射したポイントにおける振動の速度と変位を検出できるものである。

レーザドップラ振動計を用いた空気中での測定には多くの前例があるが [45, 46]、水中における測定 [47, 48] は近年まで困難とされており、特に、収束音場を水中で測定したという報告はあまりなされていない [49, 50]。

実験システムを図 2.6 に示す。振動分布計測には、PSV-400 スキャニング振動計 (Polytec 社) を用いた [51, 52]。レーザドップラ振動計は、水槽から 1 m 離れた位置

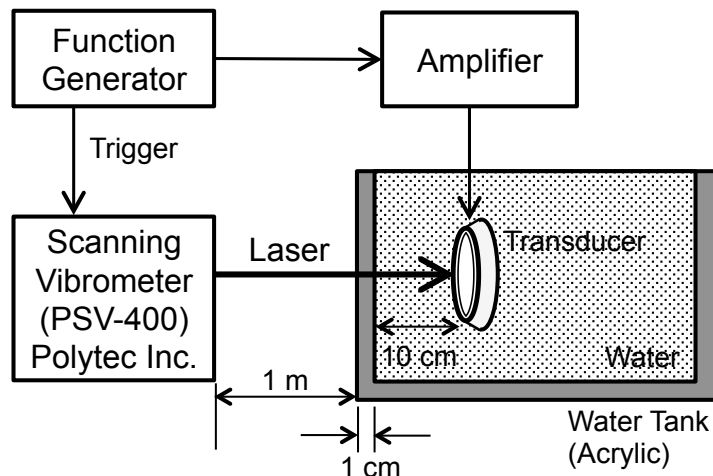


図 2.6 レーザドップラ振動計による実験システム

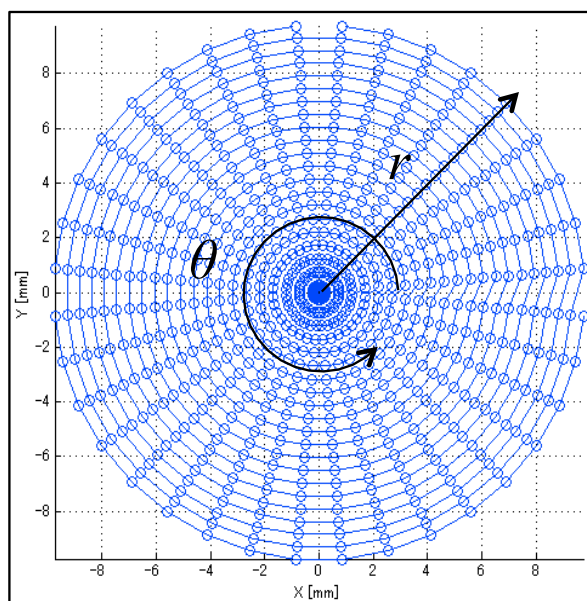


図 2.7 レーザドップラ振動計を用いたトランスデューサ投影面の測定点

に設置した。トランスデューサは、脱気水で浸した水槽内に、壁から 10 cm の位置に固定した。このような実験系において、トランスデューサを水中で駆動させ、水槽の亚克力板を通してレーザー光により凹面トランスデューサ上の変位分布を計測した。

測定点は、図 2.7 に示すように、球殻状の圧電セラミックに投影された面に対し、半径  $r$  方向 43 点、円周  $\theta$  方向は  $10^\circ$  毎の、合計 757 点に対して測定した。各測定点における変位分布情報として、FFT スペクトルの大きさ及び位相を抽出した。

## 2.6 測定データの解析方法

### 2.6.1 セラミック表面の変位の抽出

数値解析結果から、振動解析に用いる PZT 表面の粒子変位を抽出する。モデリングには直交座標系を用いたため、湾曲した電極を表現するために階段状の電極で近似している。そこで、PZT 表面近傍のメッシングされた  $x$  方向、 $y$  方向の隣接した 4 節点のデータを抽出し、4 要素アイソパラメトリック法により 4 節点の内分点が理想的な曲面上に位置するように、表面の変位を内挿した [40]。

次に、内挿した理想的な曲面上の粒子変位のデータから、圧電セラミックスの表面に垂直な方向の成分を抽出する。式 (2.16) において  $\mathbf{u} = (u_x, u_y)$  には直交座標系での粒子変位の  $x$  方向、 $y$  方向の成分が格納されているため、圧電セラミックスの表面に垂直な方向の成分を  $u_t$  とすると、式 (2.18) のように求めることができる。

$$\mathbf{u}_t(t, \ell) = u_x \cos \theta + u_y \sin \theta \quad (2.18)$$

ただし、 $\theta$  は焦点から対称軸 ( $y = 0$ ) との成す角度を表す。

### 2.6.2 変位の 2 次元フーリエ変換

測定音圧から逆伝搬によって再構成した変位データ及び数値計算によって求めた変位データをもとに、2 次元 Fourier 変換によって伝播波の定量解析を行う。

定常状態における PZT 表面の変位として、時間方向 10 周期、空間方向 600 点の測定データを抽出する。変位を  $u(t, \ell)$  とすると、2 次元 Fourier 変換は式 (2.19) によって与えられる。

$$F(f, k) = \iint u(t, \ell) \exp(-j\omega t) \exp(-jk\ell) dt d\ell \quad (2.19)$$

本解析において、方位方向は中心から辺縁部へ向かう方向を正の向きに設定した。

## 第 3 章

# 結果 1：単一要素圧電トランス デューサの振動解析

### 3.1 音源振動分布

#### 3.1.1 ハイドロフォンを用いた超音波音場分布測定

実験では、2.3 節で述べたように、ハイドロフォンにより焦点面の音圧分布を測定した。音圧の大きさと位相を同時に計測し、図 3.1 のような分布が得られた。

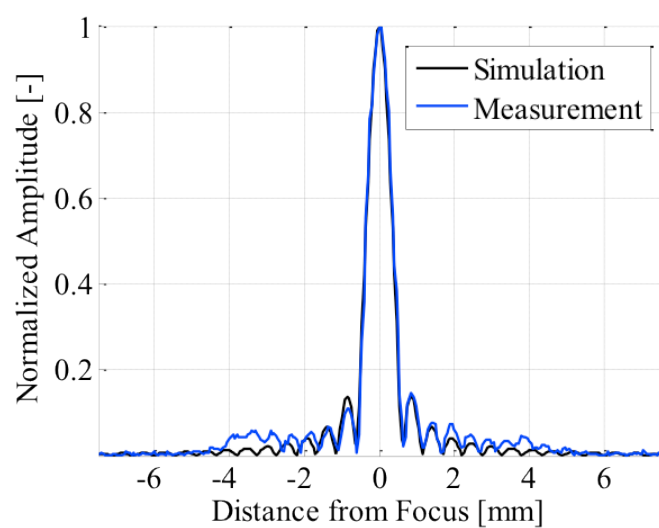
位相共役法を用いて、測定面から音源へ再放射し、音源の振動分布を再構成した。

#### 3.1.2 数値計算から求めた粒子変位

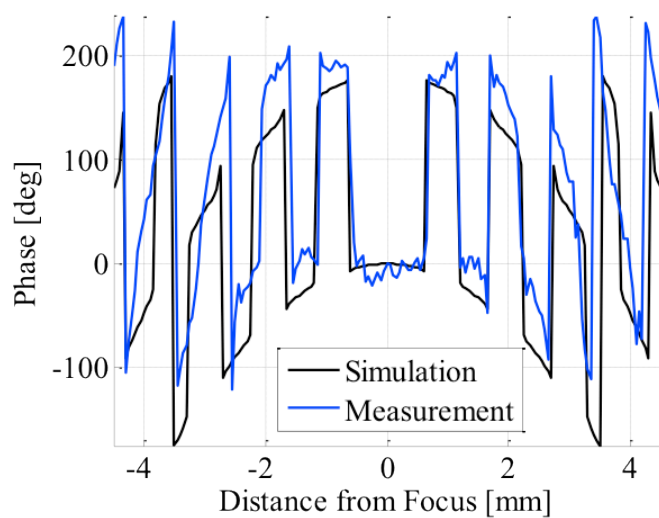
2.4 節で述べた有限要素解析モデルにおいて、電極に表 2.1 に示した駆動信号を印加し、数値計算を実行した。

図 3.2 に共振周波数 3.37 MHz における定常状態での球殻状 PZT トランスデューサの形状変化を示す。(a) から (l) まで位相を  $30^\circ$  ずつ増加させたときの変位を表し、ここでは中心軸に対して折り返して断面全体を図示した。

理想的には、圧電材料の基本的な振動モードである厚み縦モード、すなわち PZT の曲面に垂直な方向に一様に振動することが期待される。しかし、得られた図 3.2 の結果によると、PZT は一様な振動成分に加え、方位方向に波の伝播を表す成分が存在す



(a) 大きさ



(b) 位相

図 3.1 焦点面の超音波音圧分布

ることを観察できる。この波は開口径の  $1/2$  に約 4 波長観測できることから、3 mm 程度の波長をもつと考える。



### 3.1.3 伝播波のモード

板波の振動モードは、媒質粒子が板の中心面に対して対称に振動する対称モードと、反対称に振動する反対称モードに大きく二分される。ここでは、定常状態の任意の時刻における PZT 表面及び裏面の粒子変位の方向を解析することにより、いずれのモードで振動しているかを判別することができる。

有限要素解析によって、PZT 表面及び裏面の粒子変位を抽出した。対称モードで振動している場合は、PZT 表面の変位から裏面の変位を減算すると理想的には 2 倍の振幅が得られ、一方、PZT 表面と裏面の変位を加算すると振幅は相殺されて 0 となる。反対称モードの場合はこれとは逆の結果が得られる。このように、PZT 表面及び裏面の変位を差分を表示することにより、伝播モードが対称モードあるいは反対称モードのいずれかであるかを解析した。

PZT 表面及び裏面の定常状態における 1 周期の変位を抽出し、図 3.3 に描いた。青色及び赤色の細線はそれぞれ PZT 表面、裏面の元の形状を表し、同色の太線は (a) から (h) まで位相を  $45^\circ$  ずつ増加させたときの PZT 表面及び裏面の形状変化を表す。ここでは可視化のため変位を  $10^6$  倍に増幅して表示してある。

図 3.3 の結果をもとに、PZT 表面の変位から裏面の変位の差分をとり、直交座標系に描いた PZT 表面上に表示したものが図 3.4 である。また、PZT 表面の変位と裏面の変位を加算し、直交座標系に描いた PZT 表面上に表示すると、図 3.5 のようになった。

図 3.3 には、圧電体の基本振動モードである厚み縦モードの振動成分が含まれているが、ここでは伝播波の成分に着目する。PZT 表面／裏面の変位の差より、厚み縦モードに加えて伝播波の振動モードが励振されていることがわかる。一方、PZT 表面／裏面の変位の和をとった結果からも伝播波の振動モードが観測されたが、その振幅の大きさは図 3.4 の結果よりも 1 桁程度小さい。したがって、PZT の表面及び裏面はほぼ同位相で振動していると判断でき、励振された伝播波の主要なモードはラム波の対称モードであるが、反対称モードの成分も含まれるという特性が得られた。

#### 3.1.4 レーザ測定による粒子変位分布

レーザドップラ振動計を用いて、電氣的インピーダンスが  $50\ \Omega$  付近の反共振周波数  $3.37\ \text{MHz}$  の連続正弦波で駆動し、トランスデューサ上の変位分布を測定した。図 3.6 は、変位がほぼ最大となる変位分布の瞬時値を示す。セラミック上の各測定点における振幅の大きさは  $10^{-9} \sim 10^{-8}\ \text{m}$  オーダーであった。得られた振動分布は完全な軸対称ではなく、セラミック上を板波が伝播している様子が顕著に観測された。

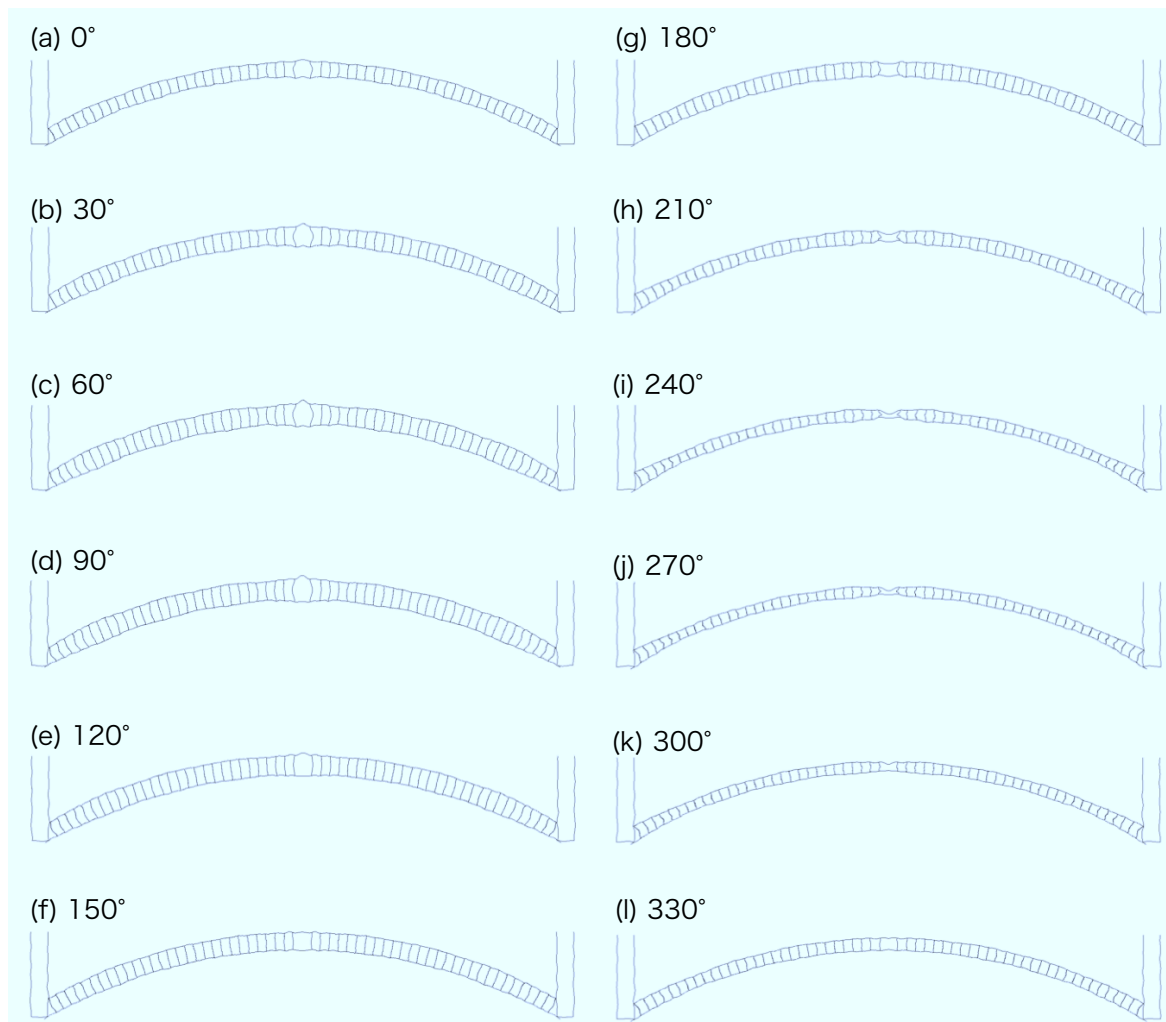


図 3.2 圧電セラミックスの変位

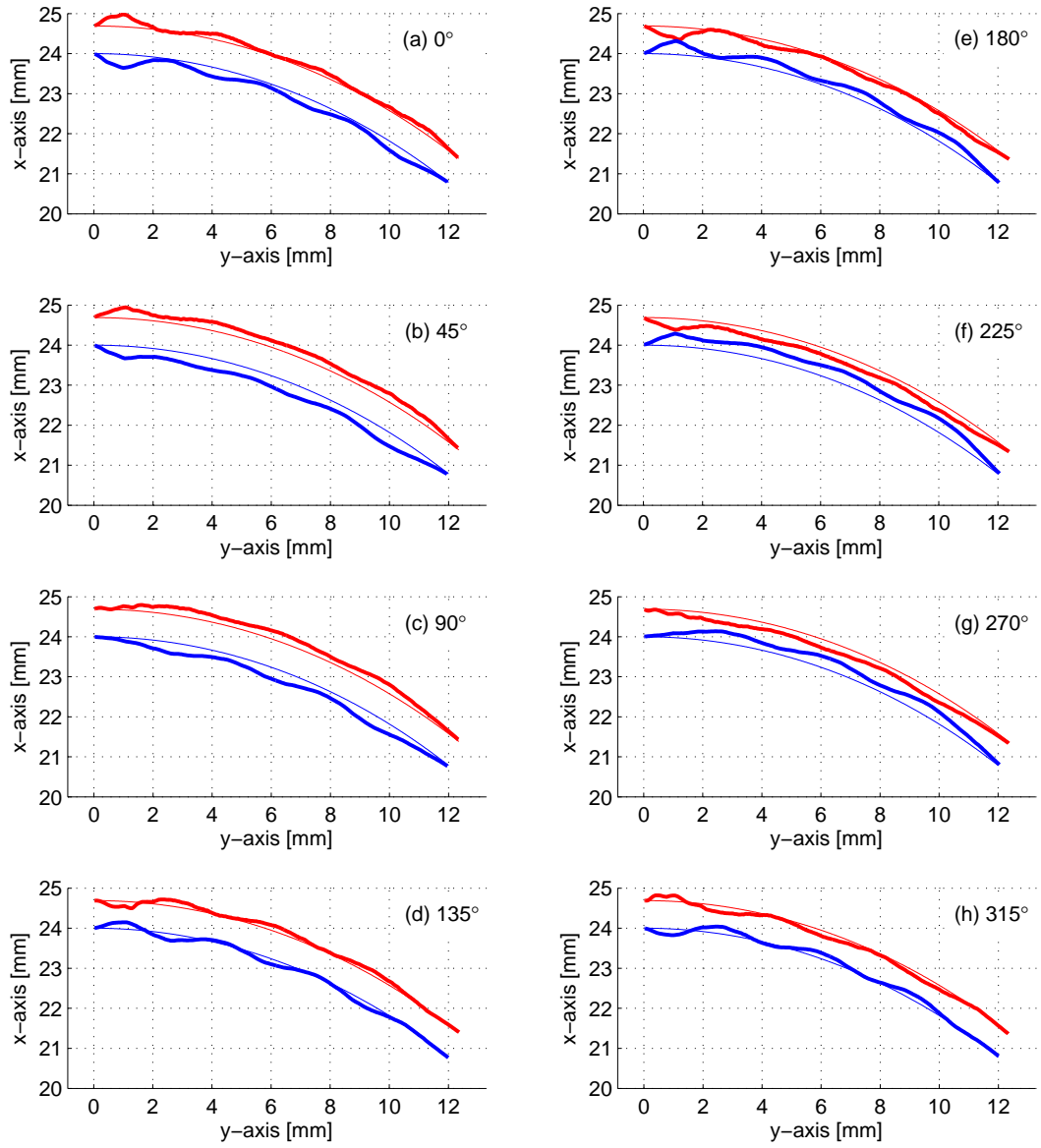


図 3.3 PZT 表面及び裏面の振動

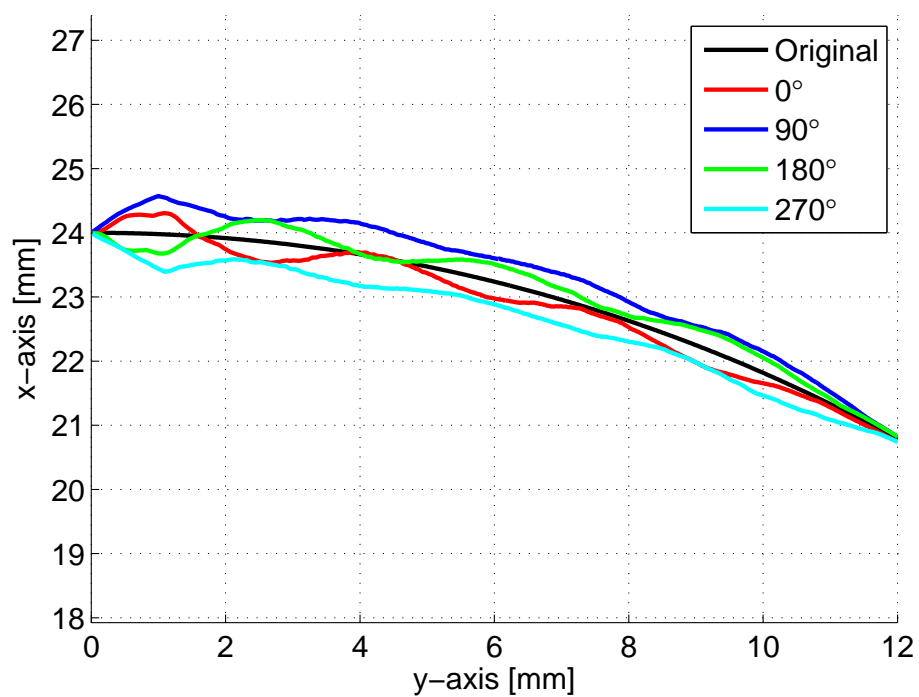


図 3.4 PZT 表面／裏面の変位の減算

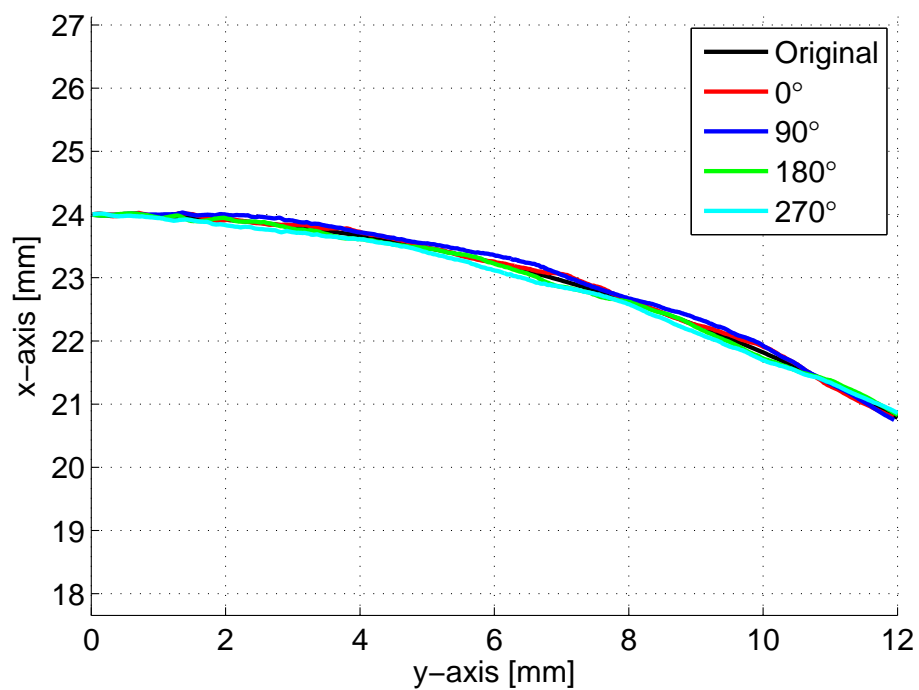


図 3.5 PZT 表面／裏面の変位の加算

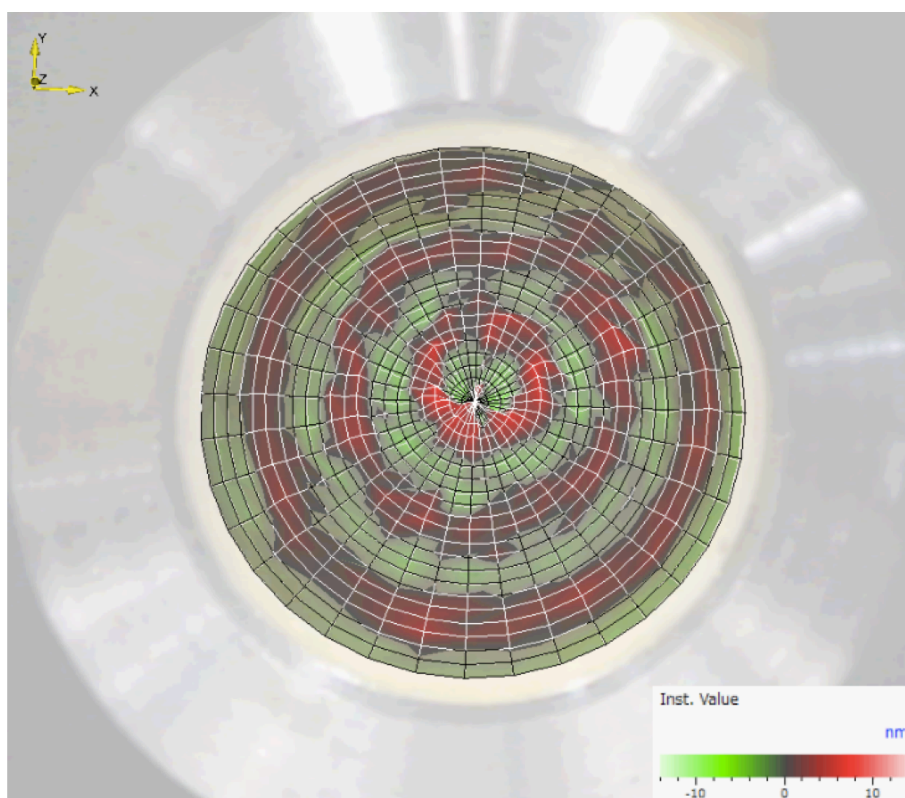


図 3.6 スキャニング振動計による集束超音波トランスデューサ上の振動分布

## 3.2 音源振動の Fourier 解析

### 3.2.1 2次元 Fourier 解析 ( $r$ - $\theta$ 平面)

レーザ測定によって得られた図 3.6 の粒子変位分布に対して、半径方向  $r$ , 円周方向  $\theta$  の 2 次元 Fourier 変換を行った。得られた結果を図 3.7 に示す。

図 3.7 の  $k_r$ - $k_\theta$  空間において、 $k_r = 0, k_\theta = 0$  の位置に現れているメインローブは、厚み縦モード振動を表す。それ以外のスペクトルは、不要応答であると考えられる。 $r$  方向に有限の空間周波数成分  $k_r$  をもつスペクトルは、 $r$  方向に伝播する成分を表す。また、 $\theta$  方向に有限の空間周波数成分  $k_\theta$  をもつスペクトルは、回転成分を表す。図 3.7 の  $k_r$ - $k_\theta$  空間の結果は、厚み縦モード振動に加えて、僅かな回転を伴いながら  $r$  方向に伝播する成分の存在を示している。

有限要素解析によって得られた変位分布である図 3.2 に対しても、同様の方法により  $r$ - $\theta$  方向の 2 次元 Fourier 解析を行い、その結果を図 3.8 に示した。ここで、有限要素解析は、軸対称モデルに対して行ったため、図 3.8 には角空間周波数成分は観測されない。

レーザ測定と数値解析による 2 次元 Fourier 変換結果を比較すると、いずれも半径方向の空間周波数  $k_r$  が  $-2,000 < k_r < -1,000$  及び  $1,000 < k_r < 2,000$  [ $\text{m}^{-1}$ ] の位置に比較的大きなスペクトルが観察された。伝播波の大きさは一致していないものの、空間周波数及び位相速度はほぼ一致した。

### 3.2.2 空間周波数スペクトル

レーザ測定、ハイドロフォンによる実験、数値計算の各測定データに対して、時間・空間方法の 2 次元 Fourier 変換を行い、駆動周波数成分である 3.37 MHz における空間周波数スペクトルをプロットすると、それぞれ図 3.9, 図 3.10, 図 3.11 のようになる。空間周波数  $k_r = 0$  に現れているメインローブは、厚み縦モード振動を表している。いずれの結果も、メインローブに次いで大きなスペクトルが、それぞれ空間周波数  $-1,692, -1,882, -1,685$  [ $\text{m}^{-1}$ ] の位置に現れ、それぞれ波長 3.7, 3.3, 3.7 [mm] に対

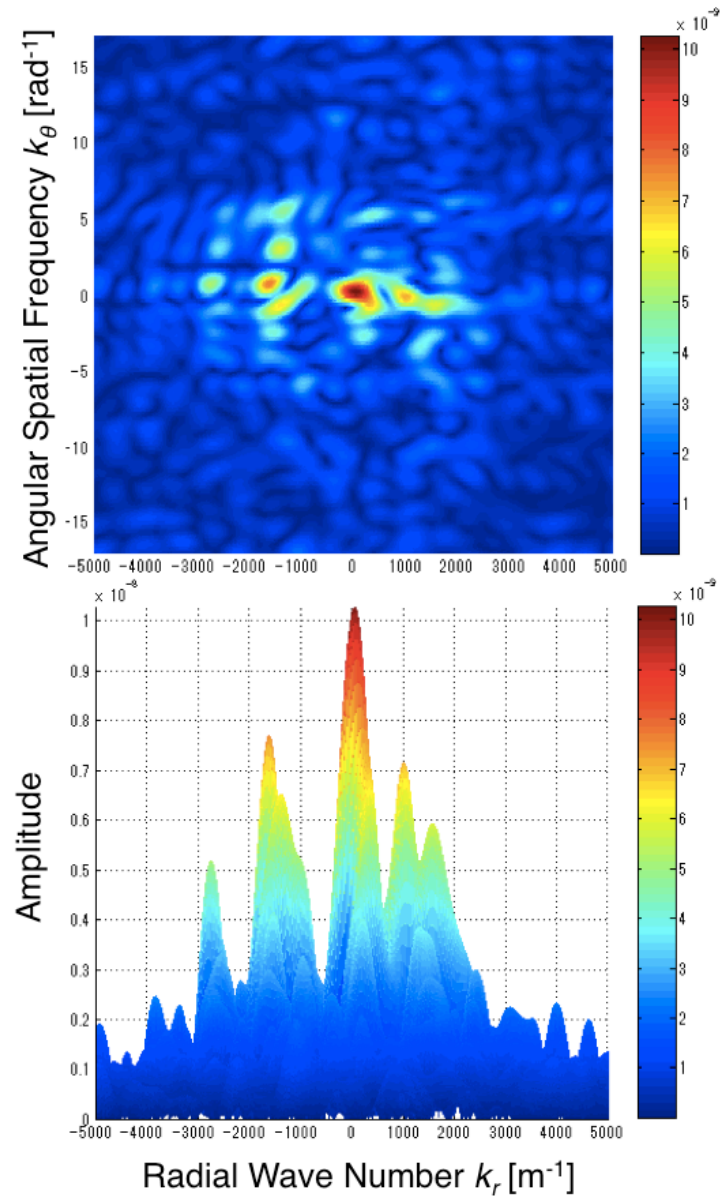


図 3.7  $r, \theta$  方向の 2 次元フーリエ変換 (レーザ測定)

応ずる。第 2 ピークの空間周波数は、それぞれ位相速度  $12.5, 11.3, 12.6 \text{ [mm/}\mu\text{s]}$  に  
対応し、メインローブに対する第 2 ピークの大きさは、それぞれ  $-8.1\text{[dB]}, -8.5\text{[dB]},$   
 $-7.3\text{[dB]}$  と求められた。

いずれの結果も、メインローブに次いで大きなスペクトルが、空間周波数  $k_r \sim$   
 $-1,800 \text{ [m}^{-1}\text{]}$  の位置に現れており、それは約  $11 \sim 13 \text{ [mm/}\mu\text{s]}$  の位相速度に対応す  
る。また、空間周波数が負のスペクトルは、トランスデューサの辺縁部から中央部へ



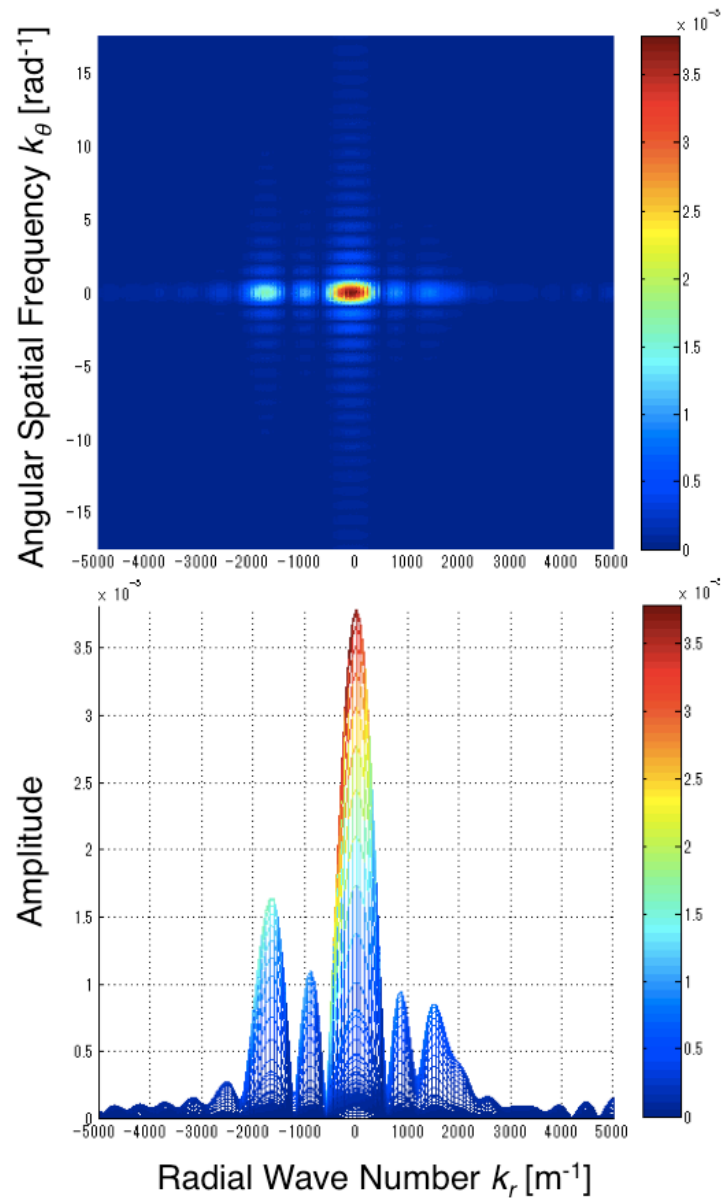


図 3.8  $r, \theta$  方向の 2 次元フーリエ変換（数値計算）

向かって伝播する波を表す。

厚み縦モード振動に対する伝播波の大きさは、各評価方法で異なるが、その伝播波の空間周波数及び位相速度は定性的に一致した結果となった。

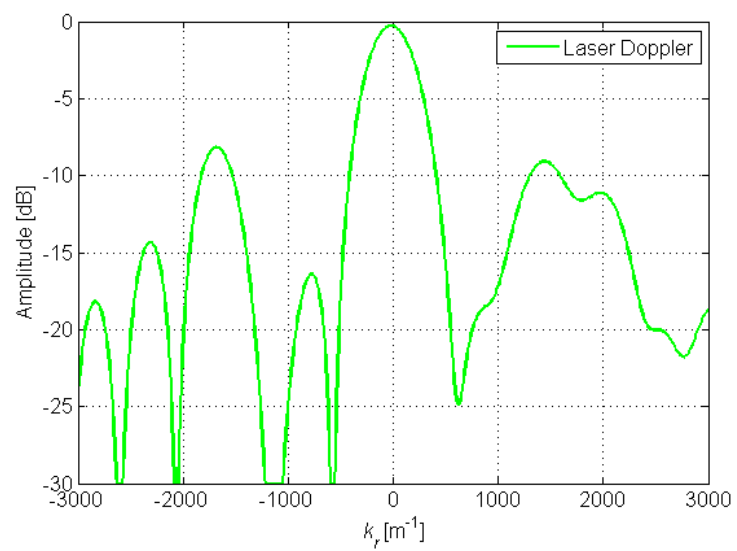


図 3.9 空間周波数スペクトル（レーザ測定）

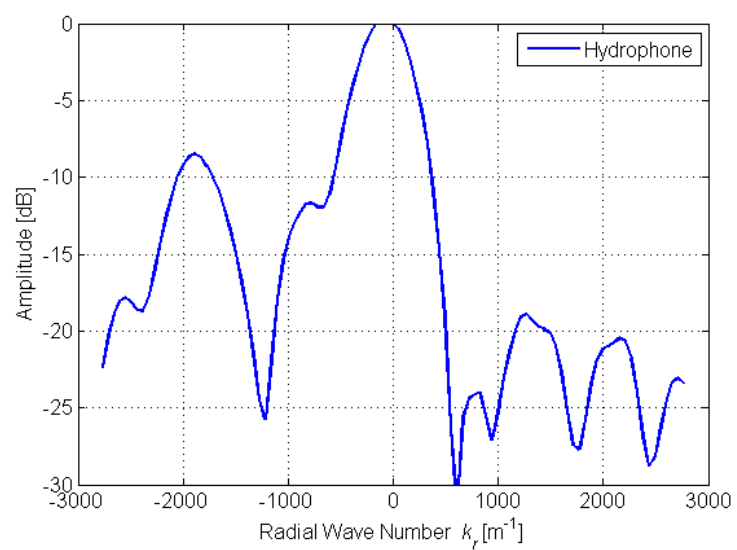


図 3.10 空間周波数スペクトル（ハイドロフォン実験）

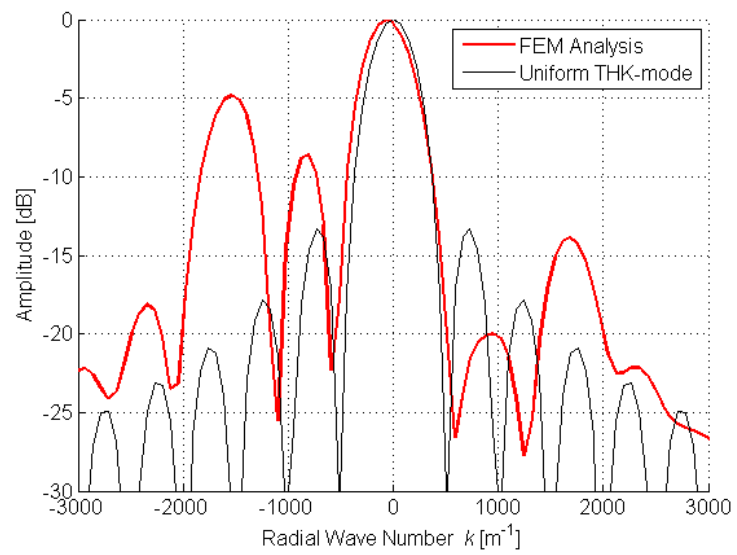


図 3.11 空間周波数スペクトル (数値計算)

### 3.2.3 ラム波の分散曲線

ラム波の分散曲線は、対称モードの場合、式 (3.1) の Rayleigh-Lamb 方程式によって表される [53]。

$$\frac{\tan(\beta_3 d/2)}{\tan(\beta_1 d/2)} = -\frac{4\beta_1\beta_3 k^2}{(k^2 - \beta_3^2)^2}, \quad (3.1)$$

$$\beta_1 = \sqrt{(\omega/v_l)^2 - k^2}, \quad (3.2)$$

$$\beta_3 = \sqrt{(\omega/v_s)^2 - k^2} \quad (3.3)$$

圧電材料が Fuji Ceramics C-213 の場合の、ラム波の分散曲線の理論曲線を、図 3.12 の黒線で示す。ラム波の分散曲線は、位相速度の周波数特性を意味しており、S1～S3 モードの場合、周波数が小さくなると、位相速度が無限大へ発散するため、板波のモードは厚み振動を意味する。一方、周波数が高くなると、位相速度は圧電材の横

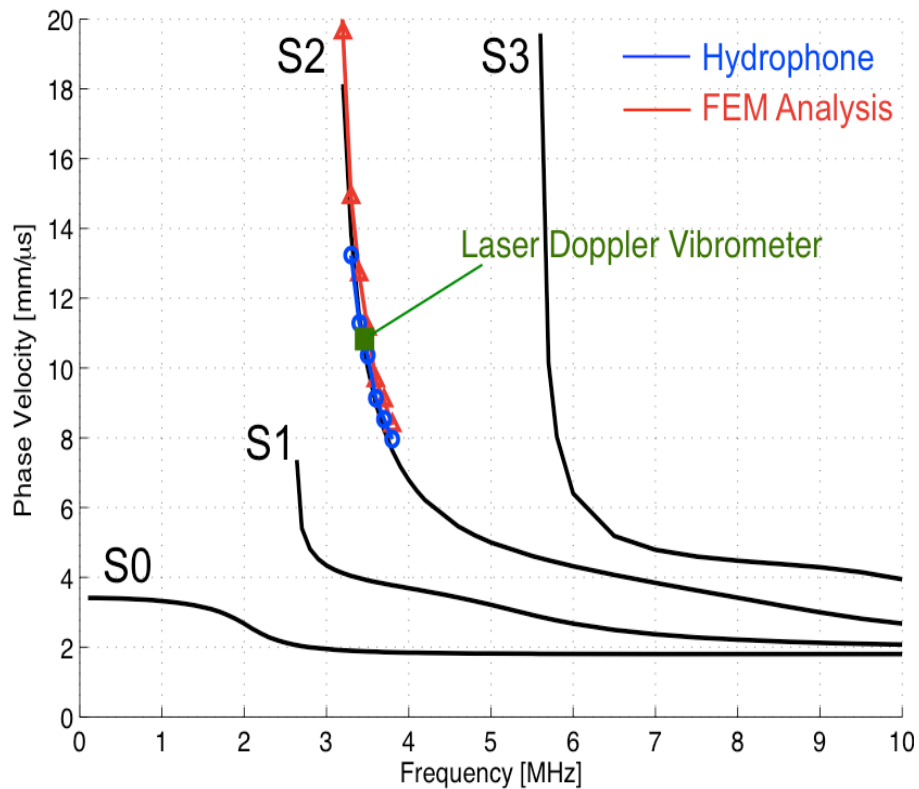


図 3.12 ラム波の分散曲線（対称モード）

波音速に収束する。したがって、分散曲線は、それらの間の周波数帯における位相速度分布を表すものである。

解析によって得られた伝播波がラム波であるなら、位相速度がラム波の分散曲線に従う必要がある。

ハイドロフォン実験及び数値計算においては、駆動周波数を 2.5 ～ 3.8 MHz まで変化させて周波数依存性を調べた。ハイドロフォン実験及び数値計算から求めた位相速度の周波数依存性を図 3.12 に重ねてプロットした。ハイドロフォン実験及び数値計算において、周波数 2.5 ～ 3.1 MHz の範囲では、ラム波を表す第 2 ピークは現れなかった。駆動周波数が 3.2 MHz よりも高周波数側においては、ラム波の S2 モードの分散曲線に従う結果を示した。レーザ測定の場合は、反共振周波数で駆動した場合、ラム波の位相速度はハイドロフォン測定結果と一致した。

以上の結果より、トランスデューサに励振された厚み縦モード振動以外の伝播波は、対称モードである S2 モードの漏洩ラム波であると特定できる。試作したシングルエレメントのトランスデューサの場合、電氣的インピーダンスが 50  $\Omega$  付近となる反共振周波数 3.37 MHz で駆動しており、この周波数はラム波の S2 モードの分散曲線上に存在していたため、厚み縦モード振動に加えてラム波も励振されたと考えられる。

なお、先行研究 [13,14] においては、球殻状の圧電トランスデューサ上に励振されたラム波は S1 モードであると結論付けられているが、励振されるモードは必ずしも S1 モードであるとは限らないことを、本研究の結果は示している。

### 3.3 治療用の音場へ与える影響

以上の 2 次元 Fourier 解析より、反共振周波数において駆動すると、球殻状の圧電セラミックス内を S2 モードの漏洩ラム波が一方向に伝播するという特性を示した。

図 3.13 に伝播波が治療用の音場へ与える影響の模式図を示す。ここで、赤線で示した圧電セラミックス内を伝播するラム波は、波長が実際よりも短く誇張して描いた。

厚み縦モード振動によって励振される超音波は、水中へは灰色の線で示すような圧電セラミックス表面に垂直な方向に伝播し、幾何学的焦点に集束する。それに加えて、

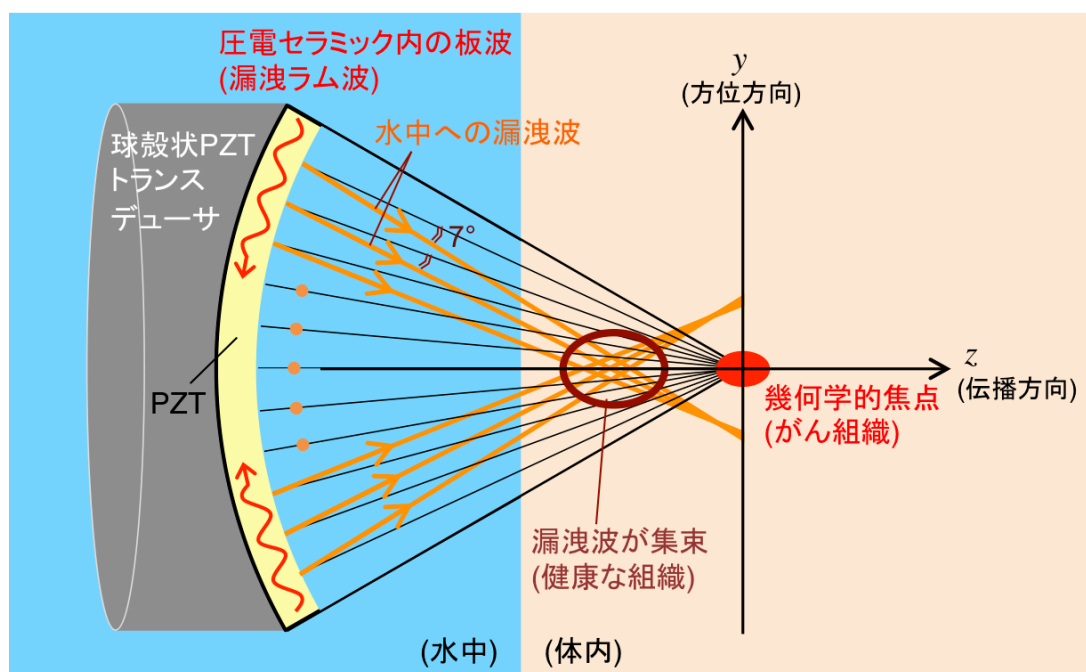


図 3.13 漏洩ラム波が治療用の音場へ与える影響

圧電セラミックス中を伝搬する漏洩ラム波によって、橙色の線で示すように、圧電セラミックス表面に対して一定の角度で水中に漏洩成分を放射しながら固体中を伝播していく。漏洩ラム波のエネルギーが伝播方向には焦点手前に集束し、焦点面での方位方向には円環となって現れると考える。その角度差、すなわち図 3.13 の灰色の線と橙色の線がなす角度を  $\theta$  とおくと、水中を伝播する超音波の波長とラム波の波長から、式 (3.4) のように求められる。

$$\theta = \tan^{-1} \left( \frac{v_{\text{water}}/f}{\lambda_{\text{Lamb}}} \right) = \tan^{-1} \left( \frac{\frac{1500}{3.37 \times 10^6}}{3.3 \times 10^{-3}} \right) = 7.6^\circ \quad (3.4)$$

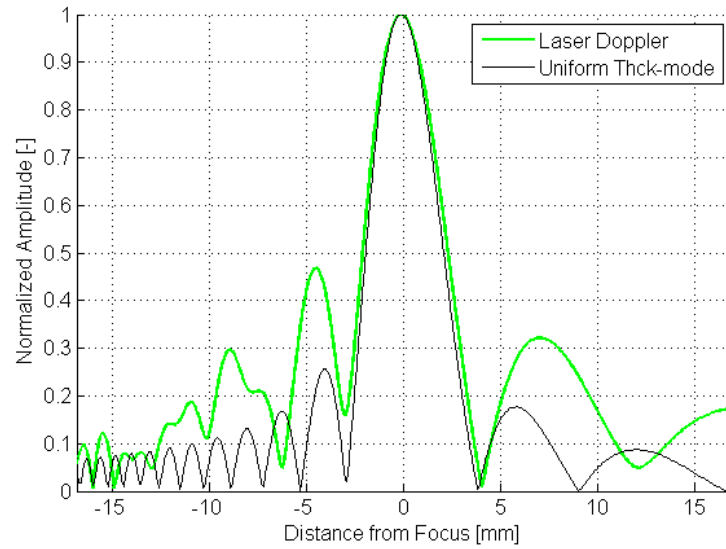
すなわち、圧電セラミックス内を伝播する漏洩ラム波によって、水中へ漏洩する波のエネルギーが、幾何学的焦点よりも手前の位置に収束し、正常組織に対して加熱作用を与えてしまう可能性があることを示している。

### 3.3.1 超音波音場分布

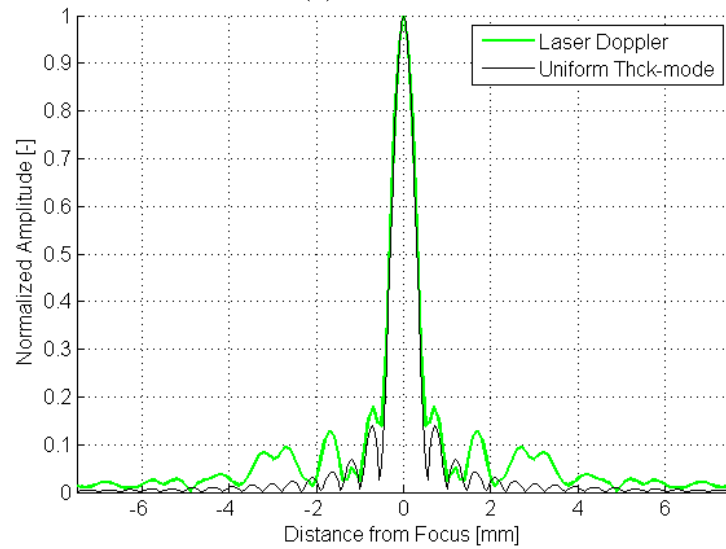
レーザ測定、ハイドロフォン実験、数値計算によって求めた超音波音場分布をそれぞれ図 3.14、図 3.15、図 3.16 に示す。

伝播方向には焦点から 5 ～ 10 mm 手前に大きなサイドローブを形成する点、方位方向には焦点から 3 ～ 4 mm 程度離れた位置に円環状の音場を形成する点は、いずれの結果においても同様の傾向を捉えた。以上より、ハイドロフォンによって測定した実験において観測された現象を定性的に説明することができる。

図 3.15 より、焦点手前 7.0 mm の位置に現れたサイドローブの音圧は、焦点位置に形成された音圧に対して 40% の大きさであり、そのエネルギーは焦点の約 16% となる。これは、熱拡散が無いと仮定すると、幾何学的焦点における温度が 37°C から 80°C まで上昇する場合、サイドローブの温度は、37°C から 44°C まで上昇することを示している。実際の臨床応用においては、超音波照射後に冷却を行うため、超音波の加熱凝固作用のみによる治療に用いる場合には、焦点手前に形成されたサイドローブの位置では加熱作用を与えてしまう可能性があるが、凝固作用までは起こらないと推察される。凝固作用は起こらないと考える。しかし、焦点近傍にキャビテーションを生じさせ治療効果を促進する技術を適用する場合には、焦点手前の集束点ではキャ



(a) 伝播方向

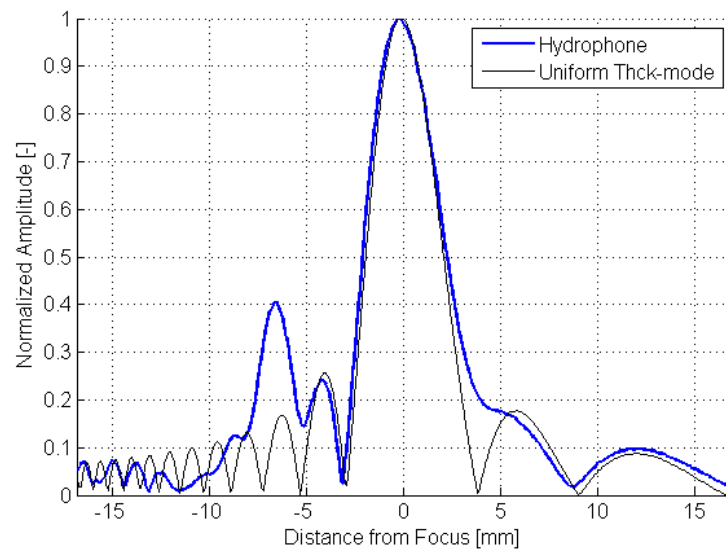


(b) 方位方向

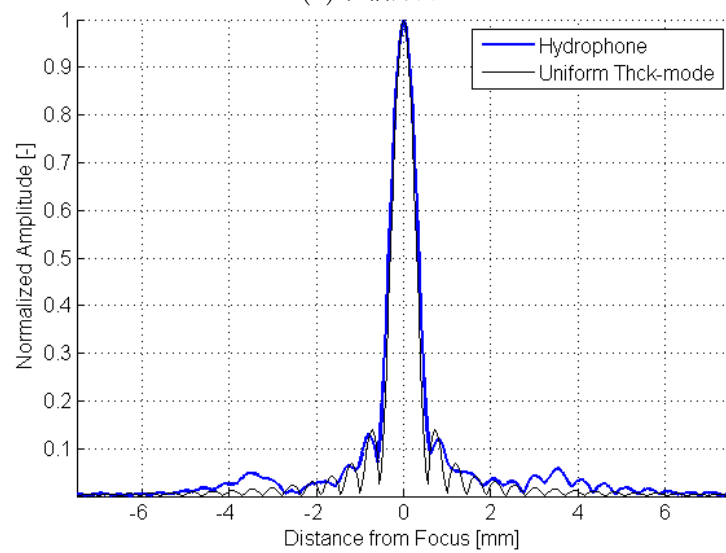
図 3.14 超音波音場分布（レーザ測定）

ビテーションを起こさず焦点位置のみで発生されるように制御することは困難であるから、そのような応用を考慮して水中への漏洩波が形成するサイドローブを減少させる設計が必要となる。



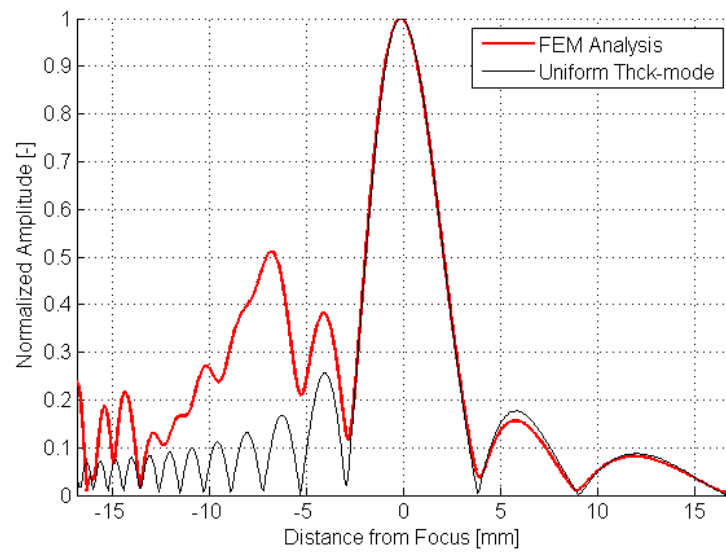


(a) 伝播方向

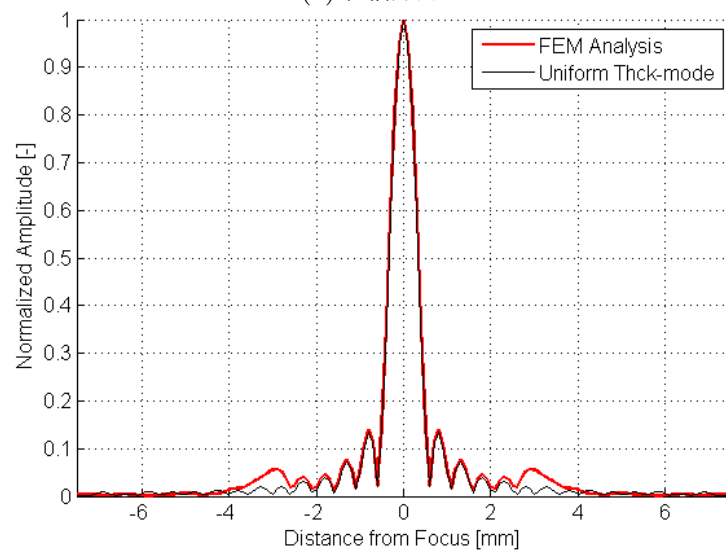


(b) 方位方向

図 3.15 超音波音場分布 (ハイドロフォン実験)



(a) 伝播方向



(b) 方位方向

図 3.16 超音波音場分布 (数値計算)

## 3.4 解決策の提案

以上の解析結果を踏まえ、不要応答であるラム波の励振を抑制する方法として、以下、解決策を 3 通り示す。

### 3.4.1 解決策 1: 低周波数で駆動

1 つめの解決策は、低周波数で駆動することである。ラム波が励振しないようにするためには、ラム波の分散曲線において、位相速度が無限大になるような低周波数で駆動すればよい。

これまでは、インピーダンスの大きさが  $50 \Omega$  付近をとる反共振周波数で主に駆動していたが、インピーダンスの位相が 0 になるもう一つの共振周波数で駆動する。このとき、共振周波数におけるインピーダンスの大きさは約  $2 \Omega$  となる。

数値計算及びハイドロフォン実験の各場合において、共振及び反共振周波数で駆動した場合の伝播方向の音場分布をそれぞれ図 3.17、図 3.18 に示す。いずれの結果も、共振周波数で駆動することによって、伝播方向に現れた不要ローブは低減された結果を示し、ラム波の励振は抑制されていることがわかる。

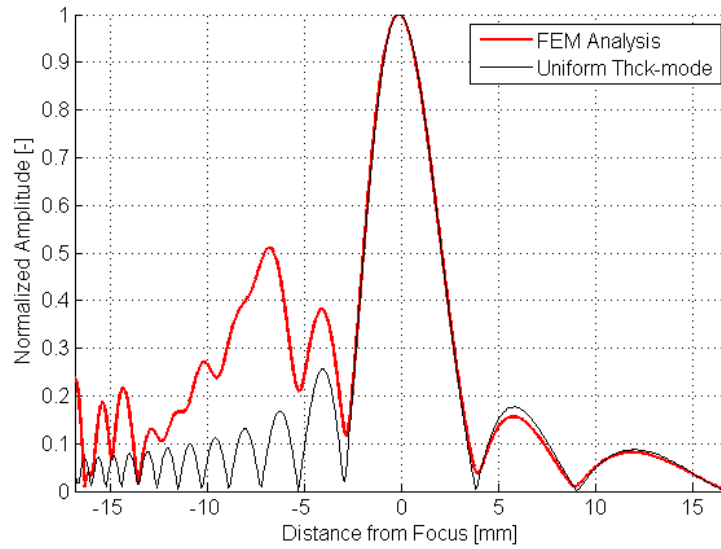
### 3.4.2 解決策 2: 音響整合層を配置

2 つめの解決策は、圧電セラミック (PZT) 表面に音響整合層を配置することである。ここでは、 $1/4$  波長音響整合層を 1 層配置した場合の数値シミュレーションを行った。

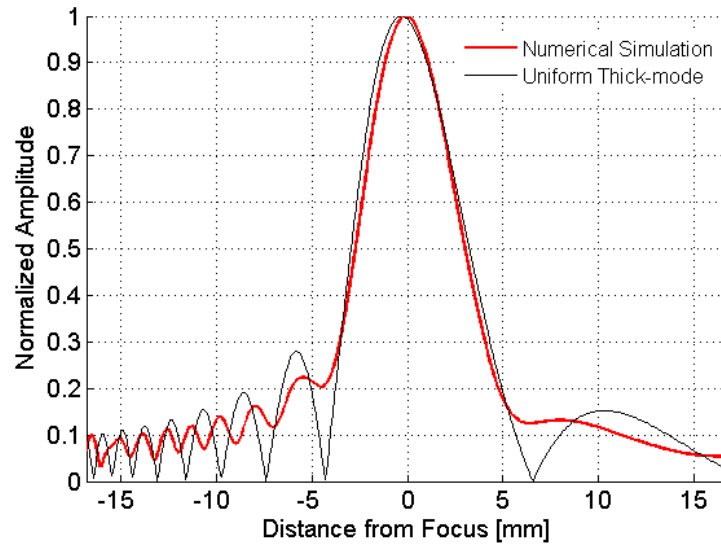
音響整合層の固有音響インピーダンスは、 $Z_1 = \sqrt{(Z_{\text{PZT}} \cdot Z_w)} = 6.9 [\text{MRayl}]$  に設定した。このとき、整合層の厚さは  $\lambda/4 = 0.340 [\text{mm}]$  とした。

数値シミュレーションにおいて、反共振周波数  $3.37 \text{ MHz}$  で駆動した際、音響整合層を配置する／しない場合の空間方向の FFT スペクトルを図 3.19、伝播方向の音場分布を図 3.20 に示す。

音響整合層を圧電セラミック表面に配置することによって、ラム波を表す空間周波数成分の励振が抑制されており、伝播方向の音場分布においては、不要ローブは低減



(a) 反共振周波数で駆動



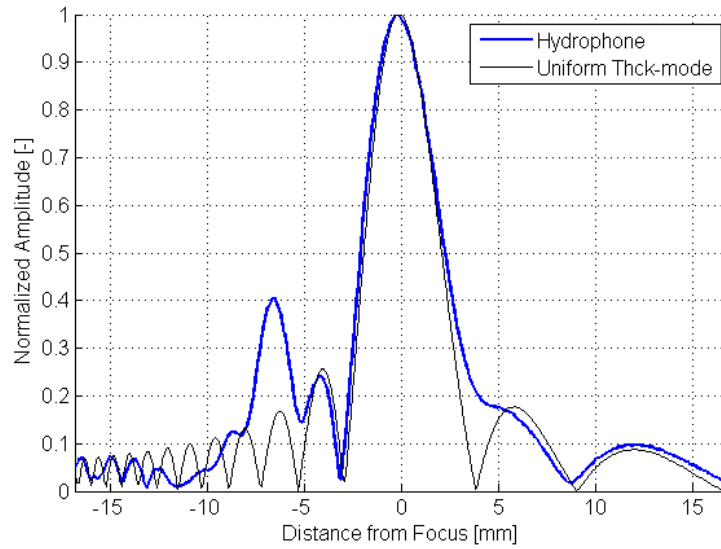
(b) 共振周波数で駆動

図 3.17 共振及び反共振周波数で駆動した場合の伝播方向の音場分布（数値計算）

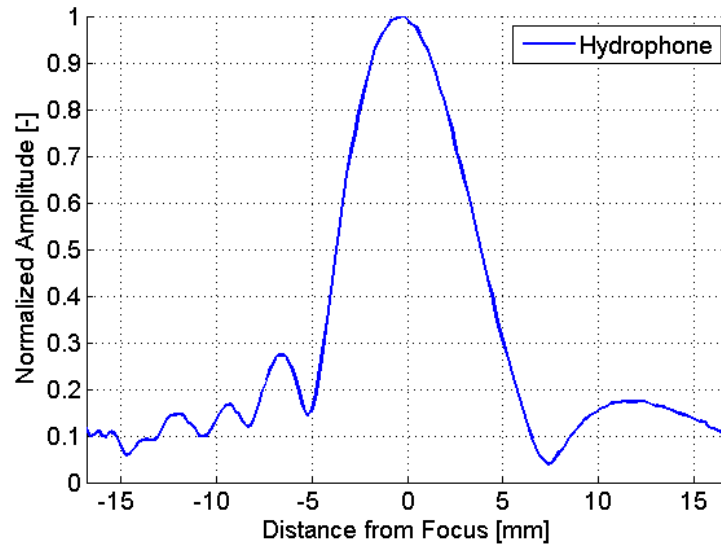
された。

### 3.4.3 解決策 3: 電極を配置しない領域を設定

3 つめの解決策は、PZT 裏面の辺縁部に電極を配置しない領域を適切に配置することである。ここでは、セラミック辺縁部の電極を配置しない非電極部の長さを 1 mm



(a) 反共振周波数で駆動



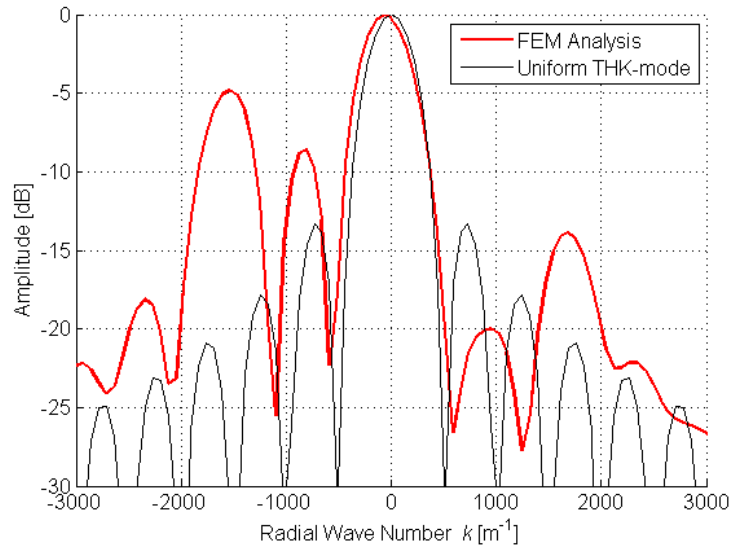
(b) 共振周波数で駆動

図 3.18 共振及び反共振周波数で駆動した場合の伝播方向の音場分布（ハイドロフォン実験）

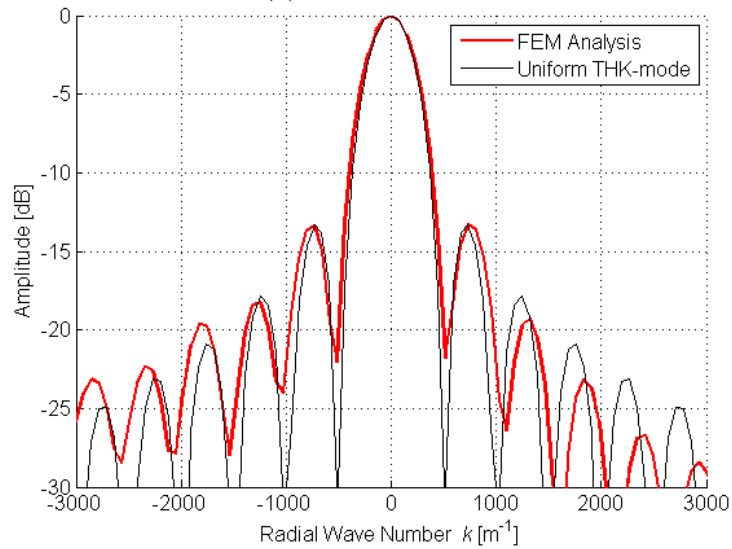
に設定したトランスデューサを使用し、音場測定を行った。

非電極部がない／あるトランスデューサの伝播方向の音場分布を、図 3.21、図 3.22、図 3.23 に示す。それぞれレーザ測定、ハイドロフォン計測、対応するトランスデューサの FEM モデルに対して行った数値計算結果を表す。

レーザ測定及びハイドロフォン実験の結果は、非電極部を設定したトランスデューサからは、焦点手前の位置に比較的大きなローブは現れなかった。したがって、圧電



(a) 音響整合層なし

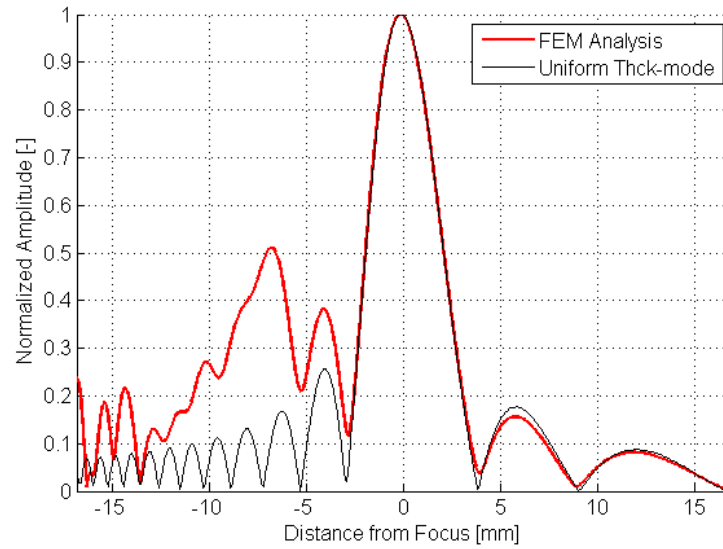


(b) 音響整合層あり

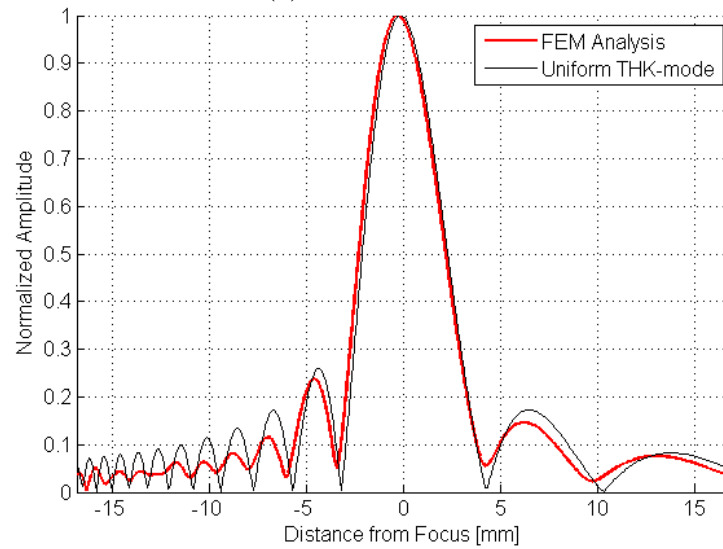
図 3.19 音響整合層を配置する／しない場合の空間方向の FFT スペクトル (数値計算)

セラミック上に、正極電極を配置しない領域を適切に設けると、ラム波の励振は抑制されることを示している。

また、有限要素解析においては、電極幅の変化によって、ローブの顕著な低減は得られなかった。



(a) 音響整合層なし

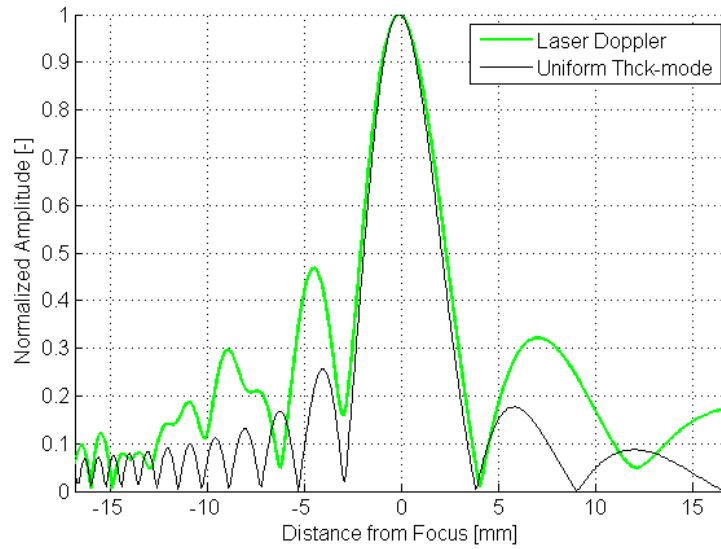


(b) 音響整合層あり

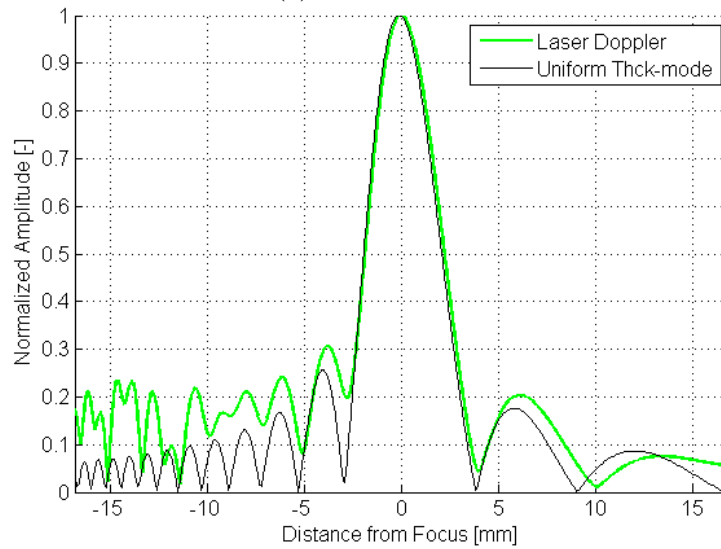
図 3.20 音響整合層を配置する／しない場合の伝播方向の音場分布（数値計算）

### 3.5 まとめ

第 3 章では、単一の圧電セラミックスから構成される球殻状の治療用超音波トランスデューサの振動的挙動を、音響ホログラフィ的音場測定、有限要素法による数値計算、レーザドップラ振動計による変位計測の 3 手法によって解析した。時間・空間方



(a) 非電極部なし

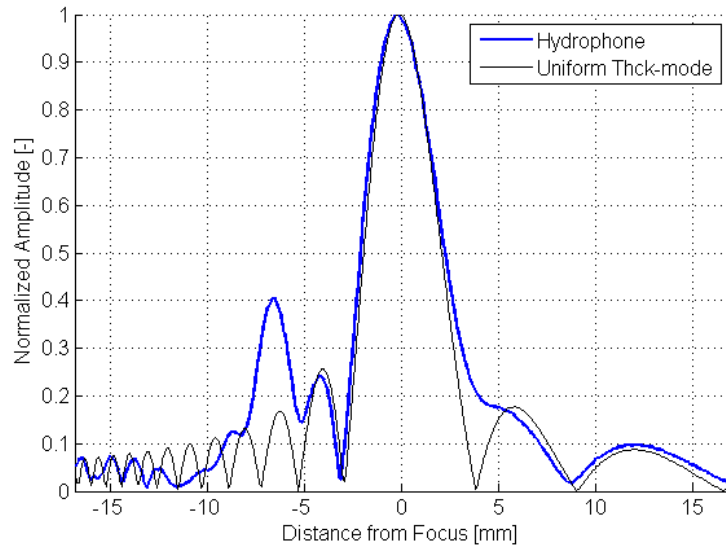


(b) 非電極部あり

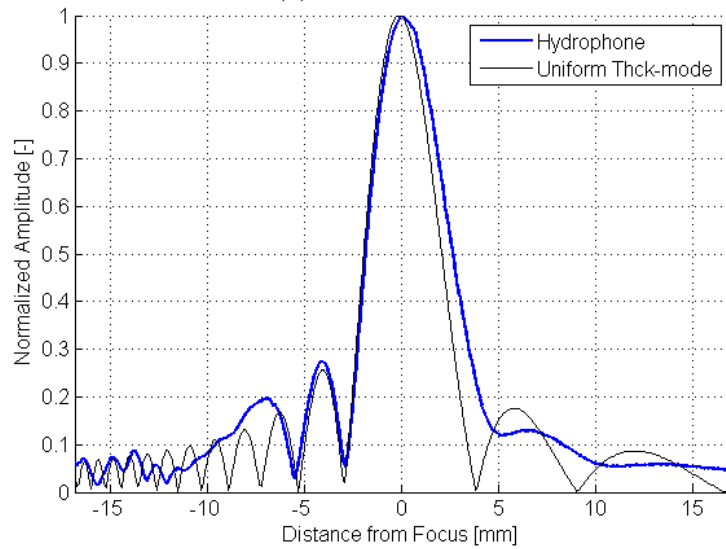
図 3.21 非電極部あり／なしの場合の伝播方向の音場分布（レーザ測定）

向の 2 次元 Fourier 解析の結果、シングルエレメントの球殻状 PZT トランスデューサでは、その設計によっては厚み縦モード振動の他に対称モードの漏洩ラム波が励起され、それが端側から中央へ向かって一方向に伝播している特性を捉えた。いずれの評価方法においても、球殻状の圧電セラミック内の伝播波の空間周波数及び位相速度がほぼ一致した。伝播波の位相速度の周波数依存性がラム波の分散曲線に従った結果から、伝播波は S2 モードの漏洩ラム波であると、その特性を特定することができた。ま





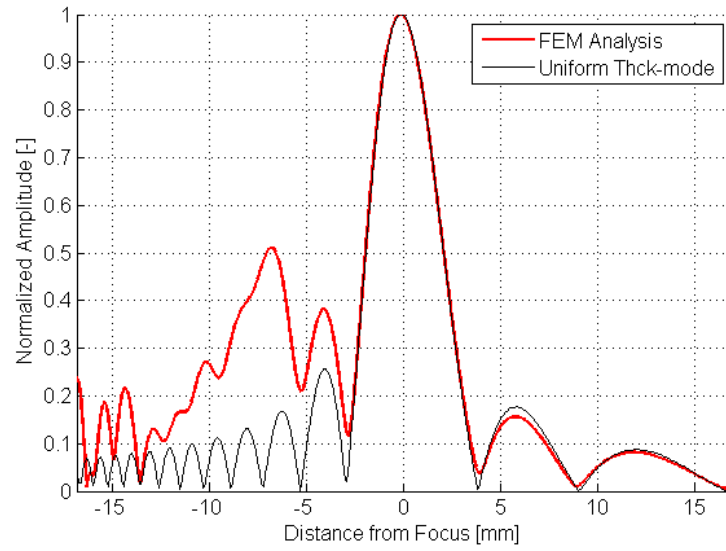
(a) 非電極部なし



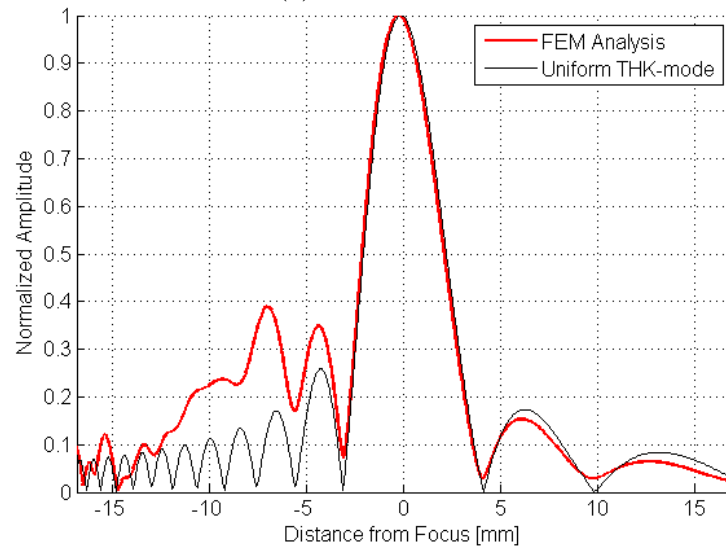
(b) 非電極部あり

図 3.22 非電極部あり／なしの場合の伝播方向の音場分布（ハイドロフォン実験）

た、レーザ測定によって、回転を伴いながら伝播する成分を検出できた。そのような漏洩ラム波によって治療効果へ与える影響を考察した結果、圧電セラミック内の漏洩ラム波によって生じる水中への漏洩波が焦点手前の位置に集束し、正常組織に対して加熱作用を与えてしまう可能性を示した。このように、未解明であった圧電セラミック内の不要超音波成分の特性を詳細に解明したことは、それを踏まえて対策を講じることを可能とするため、工学的意義があるものである。最後に、そのような不要応答



(a) 非電極部なし



(b) 非電極部あり

図 3.23 非電極部あり／なしの場合の伝播方向の音場分布（数値計算）

であるラム波の励振を抑制する方法として、共振周波数で駆動する、音響整合層を配置する、非電極部を設定するという 3 つの解決策を示した。

## 第 4 章

# 結果 2：新規アレイトランス デューサのための半球殻状圧電素 子の振動解析

### 4.1 振動の理論的解析

#### 4.1.1 新規構造のアレイトランスデューサの構想

アレイトランスデューサの電気的インピーダンスを低減するための方法として、厚み縦モード振動以外の振動モードを利用することで電極間距離を縮めることを可能とする。図 1 に、考案した半球殻状の圧電素子の模式図を示す。空気バックングとし、半球殻状の圧電セラミックに水中で呼吸振動モードを励振させることで、水中へ音波を放出する構造を考える。このような圧電素子を百素子以上用いて、図 4.2 のように球殻上に配置することで、音響エネルギーをアレイトランスデューサの幾何学的焦点に集束させる構造を想定し、ここでは 1 素子の特性について着目する。

このような半球殻状の圧電セラミックを利用した先行の実用化例として、圧電ツイーターとして製品化されている（muRata: 球形ツイーター ES105） [54,55]。音響への応用の場合、フラットな周波数特性を得るために、共振周波数は可聴周波数帯より高周波側に設定することが多く、この実用化例の場合は 105 kHz に設定し、空気中で動

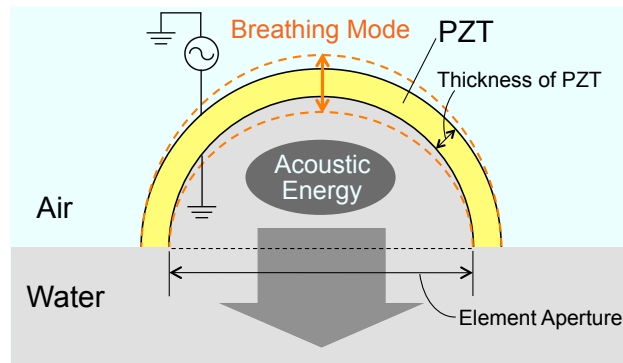


図 4.1 半球殻状圧電素子の模式図

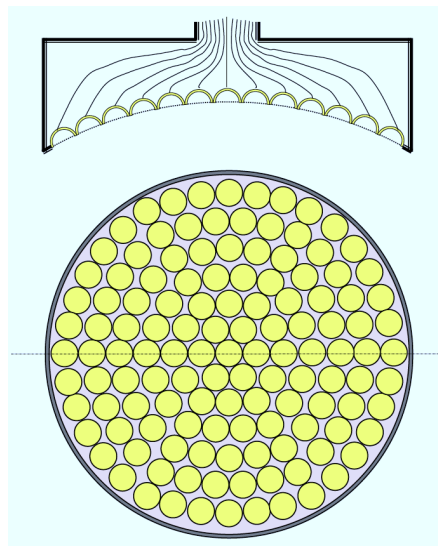


図 4.2 アレイトランスデューサの断面図及び平面図

作させている。一方、超音波治療用においては、効率よく超音波を励振させるために共振で駆動する。また、治療用では圧電セラミックを水中で動作させるため、空気中とは特性が異なる。図 4.1 のような素子を水中で駆動させる場合、半球殻状の圧電セラミックスに半分覆われている水の体積振動によって、空気中よりも良好な特性を得られることが期待できる。

#### 4.1.2 圧電セラミックスの呼吸振動モードの理論解析

球殻の振動解析は、既に Lamb [56]、妹沢 [57] らによって行われている。薄膜球殻の波動方程式は、球面座標系において式 (4.1) のように表される [54, 58]。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{r^2} u + k_s^2 u = 0 \quad (4.1)$$

ここで、 $u$  は半径方向の変位、 $r$  は球殻の半径、そして  $k_s$  は波数であり  $k_s = \omega \sqrt{\rho/c_{11}}$  と書ける。式 (4.1) の一般解は、第 1 次球 Bessel 関数を用いて次式 (4.2) のように表せる。

$$u(r) = A j_1(kr) + B n_1(kr) \quad (4.2)$$

したがって、薄膜球殻の呼吸振動モードを与える共振周波数は、式 (4.3) のように表される。

$$f \cdot D = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2}{1-\sigma} \cdot \frac{E}{\rho}} \quad (4.3)$$

ここで、 $D$  は素子開口径、 $E$  は圧電材料のヤング率、 $\rho$  は密度、 $\sigma$  はポアソン比である。

式 (4.3) に典型的な PZT-4 系の材料定数 [31] を代入すると、球殻の圧電セラミックスの呼吸振動モードを与える共振周波数  $f$  と素子開口径  $D$  の間には、 $f \cdot D = 1.7 \times 10^3 \text{ m/s}$  の関係が成り立つことを示している。また、式 (4.3) は、圧電セラミックスの呼吸振動モードの共振周波数は、圧電セラミックスの厚さには依存しないことを示している。

#### 4.1.3 水球の体積振動の理論解析

次に、半球殻状の圧電セラミックスに半分だけ覆われている水球の振動について考える。球面座標系における球の波動方程式は、式 (4.4) のように表される。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + k_w^2 \phi = 0 \quad (4.4)$$

ここで、 $\phi$  は速度ポテンシャル、 $k_w$  は波数（ここでは水に対して）である。したがって、音圧  $p$  及び半径方向の粒子速度  $v_r$  は、積分定数  $C$  を用いてそれぞれ以下のように表せる。

$$p = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = C \cdot j\omega \rho \frac{\sin kr}{r} e^{j\omega t} \quad (4.5)$$

$$v_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r} = C \cdot \frac{\sin kr - kr \cos kr}{r^2} e^{j\omega t} \quad (4.6)$$

水球の音圧  $p$  及び粒子速度  $v_r$  は、それぞれ球ベッセル関数  $j_0(z)$ 、 $j_1(z)$  で記述される。したがって、水球の体積振動の共振周波数  $f$  は、半径  $d$  に反比例することがわかる。境界条件として、水球の表面が音響的に硬いシェルで覆われている場合、表面の音圧は腹の位置になるため、共振周波数は  $f \cdot d = 2.1 \times 10^3$  m/s と求まる。一方、表面が音響的にやわらかいシェルの場合、表面の音圧は節となるため、共振周波数は  $f \cdot d = 1.5 \times 10^3$  m/s と求まる。

ここで、現実には圧電セラミックスは有限の弾性率を有しているため、実際の水球の比例係数は前述の各場合の間の値をとると考えられる。これは圧電セラミックスに対する比例係数とほぼ一致する。本研究は、この特性に着目し、圧電セラミックスの呼吸振動モードの共振と、それに囲まれる水球の体積振動の共振との音響カップリング効果によって、良好な音響特性が得られることを狙ったものである。圧電セラミックスの呼吸振動モードの電気機械結合係数は 0.4 程度と小さいが、この効果によってカップリングを向上させることができることから、低い入力電圧に対して高超音波出力が得られることが期待できる。

## 4.2 有限要素解析

### 4.2.1 数値解析方法

図 4.1 のようなアレイトランスデューサを構成する半球状の圧電素子 1 個の数値解析モデルを構築した。空気バックングとし、圧電材料には、内径 4.0 mm、厚さ 0.35 mm の富士セラミックス社製 C-2 を用いた。圧電セラミックスの材料定数はカタログ値 [7] を、バックング材及び伝搬媒質の材料定数は文献値 [8] を計算に用いた。電極は、半球状圧電セラミックスの表面及び裏面に配置し、インパルスあるいは連続的な正弦波を入力電圧として印加した。このような半球状トランスデューサの音響出力を数値解析した。

有限要素解析に用いたソフトウェアは、時間領域有限要素法を用いた圧電解析ソフトウェア PZFlex (Weidlinger Assoc. Inc.) [41] である。

### 4.2.2 電氣的インピーダンス

図 4.3 にインパルス応答から得られた電気インピーダンス曲線を示す。電気インピーダンスが純抵抗となる基本共振周波数は 0.50 MHz 付近に存在し、そのインピーダンスの大きさは  $77\ \Omega$  と比較的小さな値を示した。この周波数の電圧を電極間に印加することにより、大きな超音波出力が得られる。この基本共振周波数は、水とカップルしている圧電素子の呼吸振動モードに対応するものである。また、図 4.3 より、0.87 MHz 付近にも電気インピーダンスが純抵抗に近くなる共振のピークが現れていることがわかる。この周波数は第二次共振周波数であると考えられる。

### 4.2.3 圧電材料の厚さ依存性

図 4.4 は、素子径 4.0 mm、見込み角  $180^\circ$  の凹面状の圧電素子について、駆動電圧 10 V により得られる超音波出力を、圧電材料の厚さをパラメータとしてプロットしたものである。また、素子のインピーダンスが純抵抗とみなせる共振周波数を併せてプ

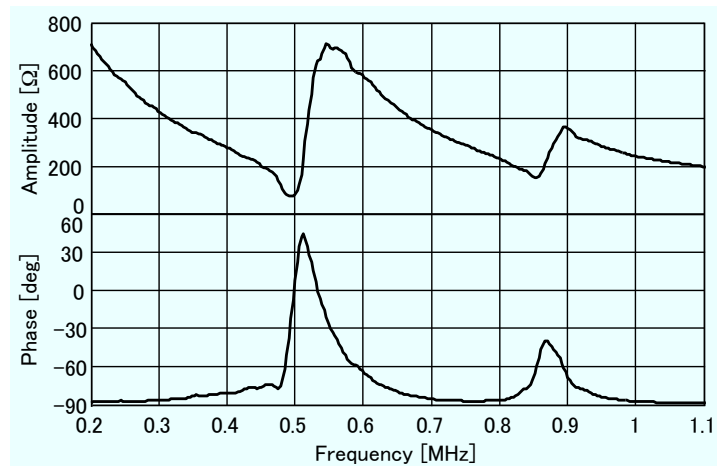


図 4.3 数値計算により求めた 1 素子の電氣的インピーダンス曲線

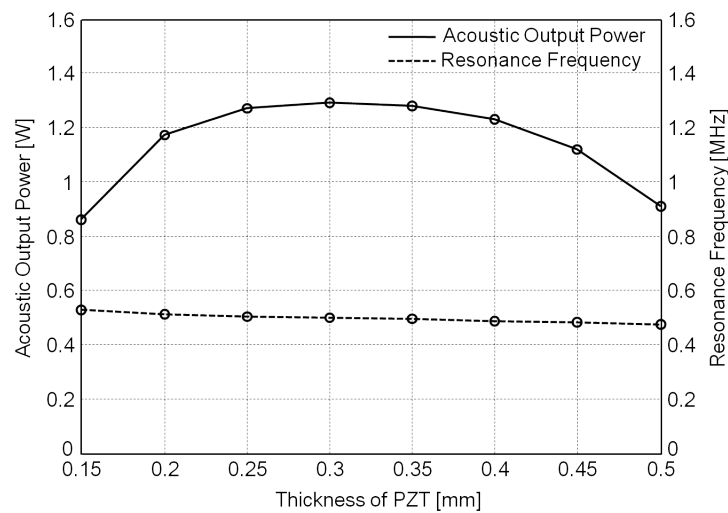


図 4.4 圧電材料の厚さと超音波出力、共振周波数の関係

ロットした。この結果より、PZT の厚さに関して緩やかな出力特性を示し、この圧電素子モデルにおける最適な厚さは 0.2–0.4 mm であると考ええる。また、共振周波数は PZT の厚さが 3 倍変化しても 10% しか減少しないという特性を示し、圧電材料の厚さは呼吸振動の共振を与えるパラメータとして支配的でないことがわかる。



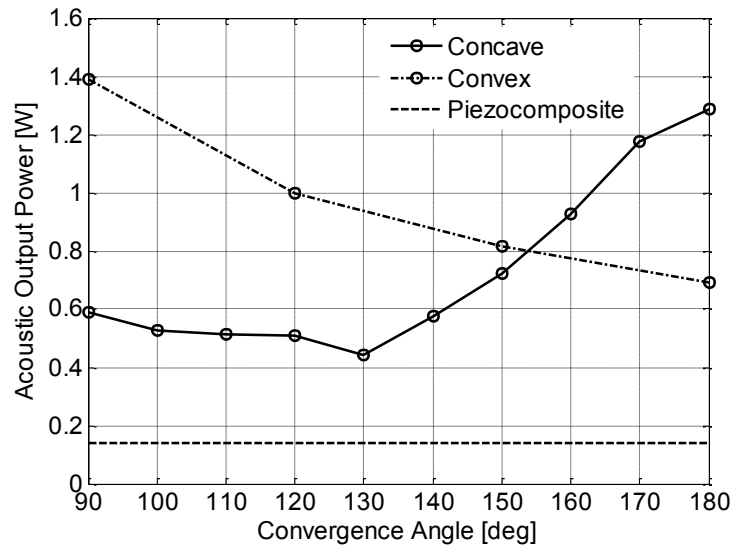


図 4.5 素子見込み角と超音波出力の関係

#### 4.2.4 素子見込み角

図 4.37 は、素子径 4.0 mm、厚さ 0.3 mm の球殻状の圧電素子について、一定の駆動電圧 10 V により得られる超音波出力を、素子見込み角の関数としてプロットしたものである。比較のため、開口面積が等しい 1-3 複合圧電材料からの超音波出力も併せてプロットした。ただし、共振周波数は、各々の圧電素子モデルの電気インピーダンスが純抵抗となる周波数を選んだ。凹面状の圧電素子に着目すると、素子見込み角は半球に近づくほど大きな超音波出力が得られる結果を示した。これは、凹面状の超音波放射面に囲まれる水の体積が球に近づくほど、水の体積振動が大きくなり、その影響が共振特性に反映していると推測できる。また、素子見込み角が 180° の圧電素子から放射される超音波出力は、凹面形状では凸面形状の場合の 1.8 倍の大きさを示し、顕著な差が見られた。なお、いずれの球殻状圧電素子のモデルも、1-3 複合圧電材に比べて数倍以上の超音波出力を有する結果となった。

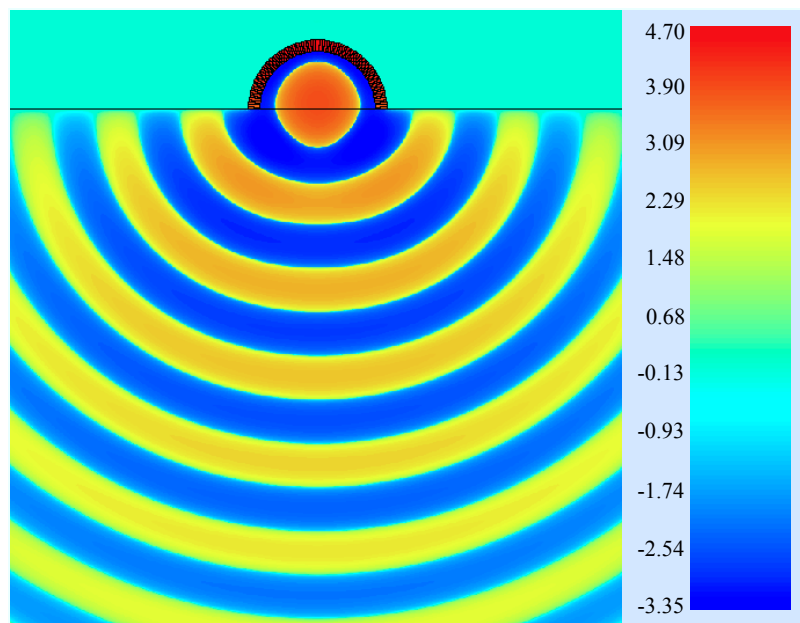


図 4.6 呼吸振動モード圧電素子から水中へ放射される音波

#### 4.2.5 超音波音圧分布

図 4.6 に、圧電素子を基本共振周波数の連続正弦波で駆動した場合に圧電素子が放射する超音波音圧の分布を示す。球面上の波面を形成し、点音源に近いが、近距離ではやや指向性を有している。また、凹面状の超音波放射面に囲まれた水が共振状態にある様子が観察される。この現象のために、圧電素子の振動が効率的に水の体積振動に変換され、良好な超音波出力特性が得られていると考えられる。

#### 4.2.6 水球との共振現象の検証

水の球体の共振は、式 (4.4–4.6) のように、球ベッセル関数を用いて見積もることができる。水球の基本共振モードの波長は 2.8 mm と計算され、共振周波数 0.54 MHz に対応し、第二次共振モードの波長は 1.6 mm で共振周波数 0.92 MHz に対応する。この水球の共振周波数は、得られた図 3 の電気インピーダンス曲線と良く一致しており、図 4 で観察される球に近い形状の水の共振が、半球殻状の圧電素子の呼吸振動とのカップリングに寄与していると考えられる。

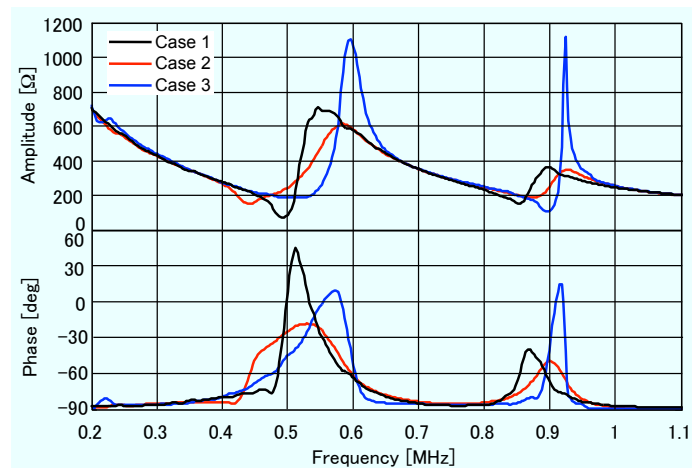
表 4.1 音響インピーダンスが水と等しい仮想的な液体の音響パラメータの設定

	Shape		Parameters of liquid	
	Concave	Convex	Longitudinal velocity [m/s]	Density [kg/m <sup>3</sup> ]
Case 1	✓		$v_w \times 1.0 = 1,500$	$\rho_w/1.0 = 1,000$
Case 2	✓		$v_w \times 0.8 = 1,200$	$\rho_w/0.8 = 1,250$
Case 3	✓		$v_w \times 1.2 = 1,800$	$\rho_w/1.2 = 833$
Case 4		✓	$v_w \times 1.0 = 1,500$	$\rho_w/1.0 = 1,000$
Case 5		✓	$v_w \times 0.8 = 1,200$	$\rho_w/0.8 = 1,250$
Case 6		✓	$v_w \times 1.2 = 1,800$	$\rho_w/1.2 = 833$

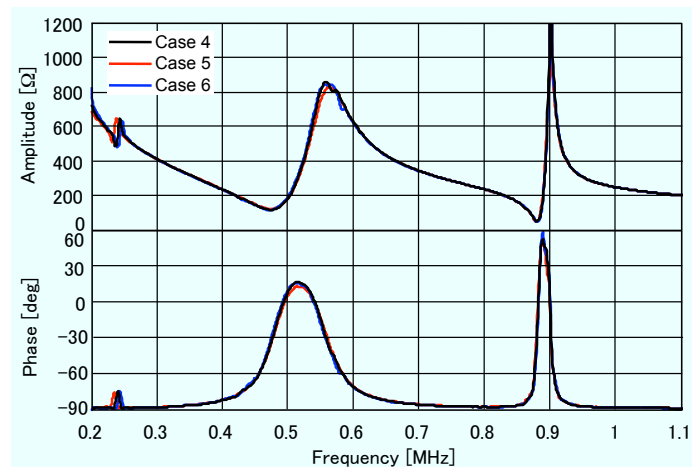
これを検証するために、音響インピーダンスが水に一致するように伝播媒質の音速を変化させた場合について、電気インピーダンス曲線を比較した。表 1 に数値計算に用いた仮想的な伝播媒質の音響パラメータを示した。ただし  $v_w$ 、 $\rho_w$  はそれぞれ水の縦波音速、密度を表す。その結果、図 5 のように、(a) 凹面形状の場合は、伝播媒質の音速に依存して共振特性が異なる結果を示したが、一方、(b) 凸面形状の場合は、インピーダンス曲線は伝播媒質の音速に依らず一致した。

図 6 は、素子径 4.0 mm、厚さ 0.35 mm の (a) 凹面形状及び (b) 凸面形状の球殻状圧電素子について、一定の駆動電圧 10 V により得られる超音波出力を示したものである。比較のため、開口面積が等しい 1-3 複合圧電材からの超音波出力も併せてプロットした。ただし、共振周波数は、各々の圧電素子モデルの電気インピーダンスが純抵抗となる周波数を選んだ。放射される超音波出力は、凹面形状では凸面形状の場合の 1.8 倍の大きさを示し、顕著な差が見られた。なお、いずれの球殻状圧電素子のモデルも、1-3 複合圧電材に比べて数倍以上の超音波出力を有する結果となった。

これらの結果より、凹面状の超音波放射面を持つ球殻状の圧電素子は、それに囲まれる水の振動とカップルし、良好な超音波出力特性が得られたことを説明できる。このような圧電素子構造を採用することで、厚み振動トランスデューサでは常套手段と



(a) 凹面形状



(b) 凸面形状

図 4.7 音響インピーダンスが水と等しい仮想的な伝播媒質（液体）について音速を変化させた場合の電氣的インピーダンス曲線

して用いられる音響整合層などを用いることなく、圧電セラミックスと水との間に良好な音響整合が得られることは、優れた特徴であると言える。

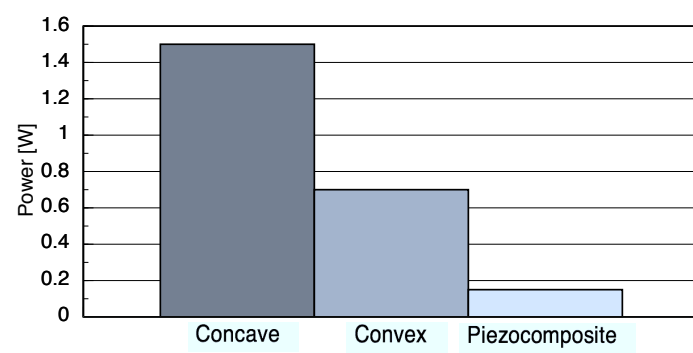


図 4.8 同一開口面積を有する凹面形状、凸面形状、1-3 複合圧電材から得られる超音波出力

## 4.3 素子を支持する方法の検討

半球殻状の圧電素子を試作し、実際に動作させるためには、素子をハウジング材により支持し、電極にはリード線を半田等で接着する必要がある。しかし、圧電セラミックスの任意の点において有限の粒子速度を有し、不動点は存在しない [58,60] ため、振動モードを変化させないような支持方法及び電気接点の接着方法について検討する必要がある [61]。ここでは、試作の前段階において、有限要素シミュレーションによって、これら 2 種の負荷質量の影響を検討する。

### 4.3.1 解析方法

図 4.9 のような、ハウジング材及び電気接点を負荷した半球殻状の圧電素子 1 個の軸対称 2 次元モデルを構築した。計算に用いた材料は、4.2.1 と同様である。電極は半球状 PZT の表面及び裏面に配置し、インパルスあるいは連続的な正弦波を入力電圧として印加した。素子を支持するためのハウジング材にはアルミニウム (Al) を選び、素子の辺縁部に負荷した。また、リード線を電極に接着する半田の材料は鉛 (Pb) とし、素子の頂上部に負荷した。このような、ハウジング材あるいは電気接点を負荷した半球殻状圧電セラミックスの振動的挙動を、有限要素法により数値解析した。

### 4.3.2 負荷質量を適用した数値シミュレーション

#### (1) Al ハウジング (辺縁部)

まず、ハウジング材のみを素子辺縁部に負荷し、その厚みを変化させた。電氣的インピーダンスの大きさは図 4.10 のようになり、0.3 mm 厚のアルミニウムを負荷した場合、0.5 ~ 0.6 MHz 付近に現れる共振特性が分離し、少なくとも 2 つの共振が重なっている様子が観察できる。このとき、粒子変位は図 4.11 のようになり、圧電材の呼吸振動モードに加えて、不要成分である高次モードが励振されてしまっていることがわかる。また、加速度の大きさを図 4.12 に示す。負荷質量がない場合は、見込み角  $60^\circ$  の位置で極小値をとっているが、0.3 mm 厚のアルミニウムを負荷すると、 $35^\circ$  及

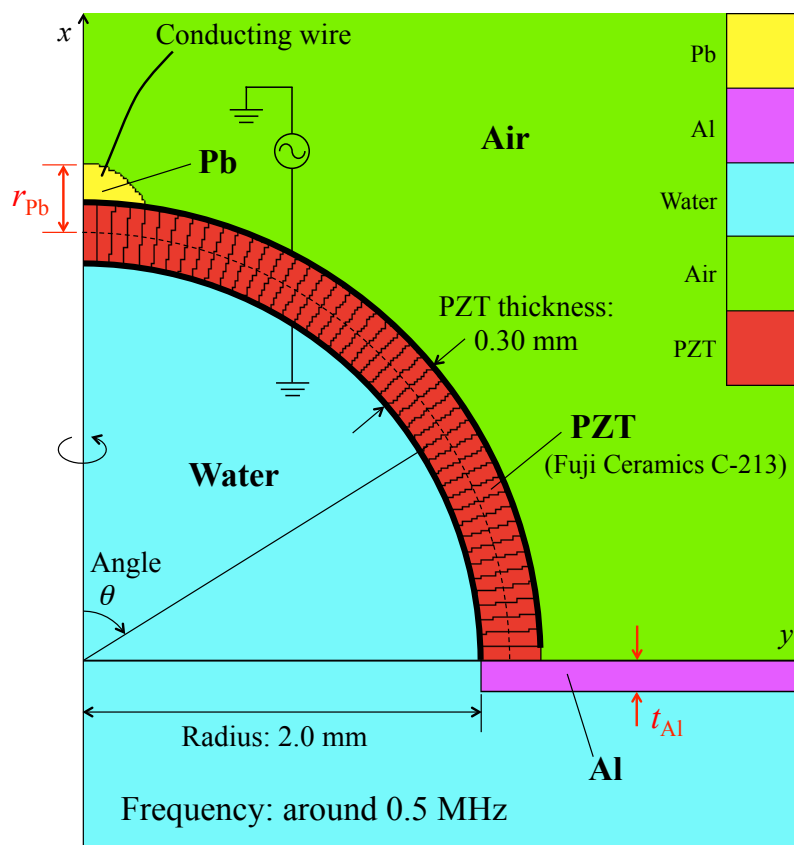


図 4.9 ハウジング材 (Al) あるいは電気接点 (Pb) を負荷した半球殻状圧電素子の数値解析モデル

び  $70^\circ$  の 2 箇所に極小値を持つ結果となった。この位置は、図 4.11 における高次モードの節の位置に対応する。

振動モードが変化しないように設計するためには、共振特性が分離しないように設計することが必要であり、この寸法の場合、アルミニウムの厚さを 0.1 mm 以下にすれば良い。図 4.13 は、アルミニウムの厚さが増加すると、共振周波数が低下し、機械的品質係数が低下することを表している。

## (2) 電気接点（頂上部）

次に、頂上部に負荷する電気接点の質量を変化させた場合、電気的インピーダンスの大きさは図 4.14 のようになり、負荷質量が大きいと共振特性が歪んでしまう結果となった。このときの粒子変位及び加速度分布はそれぞれ図 4.15、図 4.16 のようになっ

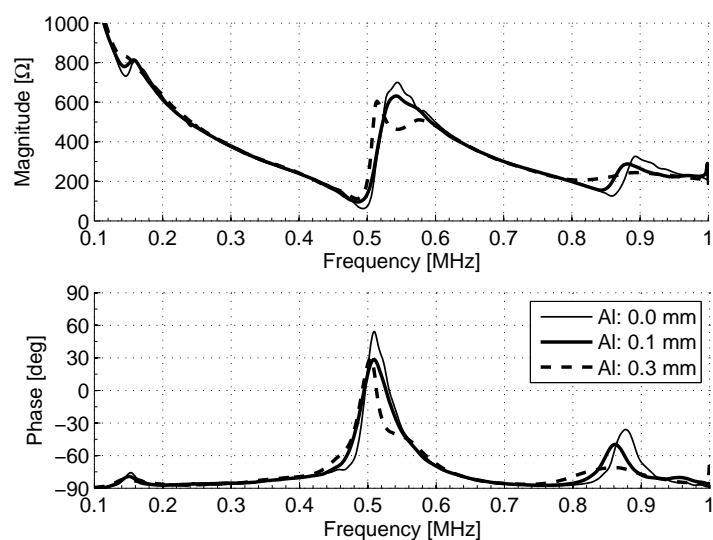


図 4.10 Alハウジング材を負荷した場合の電気的インピーダンス曲線

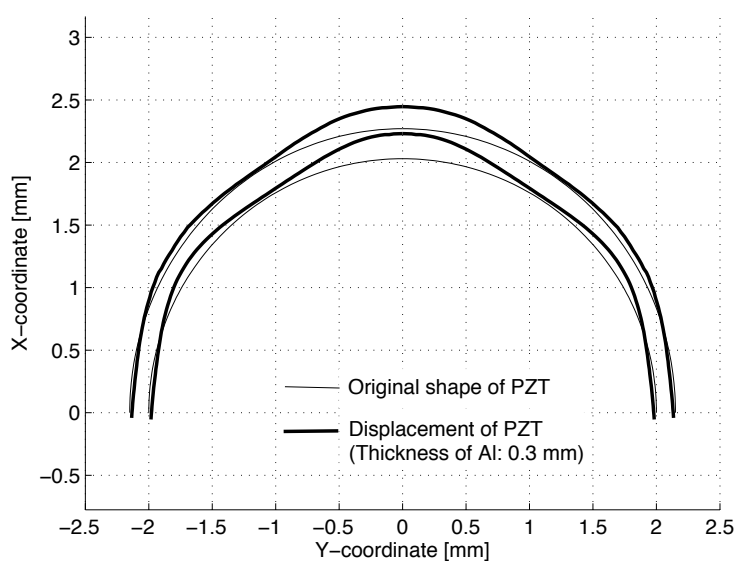


図 4.11 Alハウジング材を負荷した場合の粒子変位

た。加速度の大きさが極小値をとるのは、見込み角が  $22^\circ$  及び  $65^\circ$  のときであった。セラミックが歪む位置は (1) の場合と異なるが、アルミニウムを辺縁部に負荷した場合と同じモードの高次モードが励振された。また、振動モードが変化しないためには、電気接点の質量を 0.5 mg 以下にするのが適切である。図 4.17 に共振周波数及び電気機械結合係数の電気接点の質量依存性を示す。電気接点の質量が増加すると、共振周波数は低下するが、機械的品質係数の低下はこの場合 3% 以下であった。



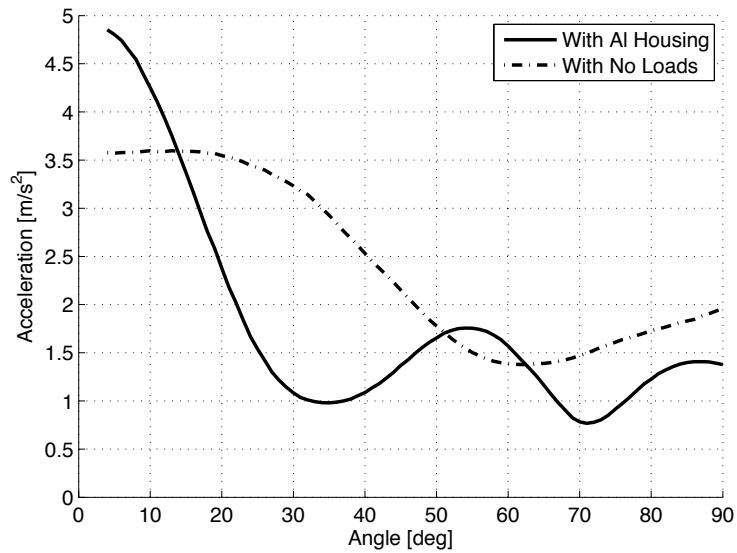


図 4.12 Al ハウジング材を負荷した場合の加速度の大きさ

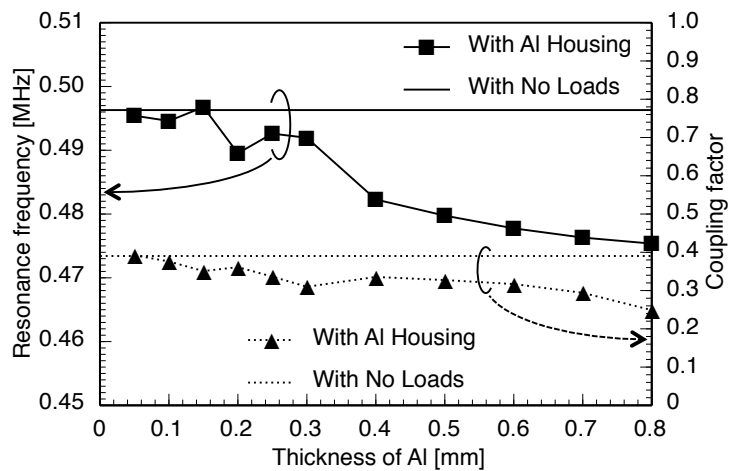


図 4.13 共振周波数及び電気機械結合係数のアルミニウムの厚さ依存性

### (3) Al ハウジング + 電気接点

最後に、Al ハウジング及び電気接点の両方を負荷した場合を検討した。ここで、アルミニウムの厚さを 0.1 mm、電気接点の質量を 0.5 mg に選んだ場合、電気的インピーダンスは図 4.18 のようになった。このとき、加速度分布は図 4.19 のようになり、負荷質量がない場合に近い傾向を示し、励振される高次モードの大きさは十分小さく、無視できる。

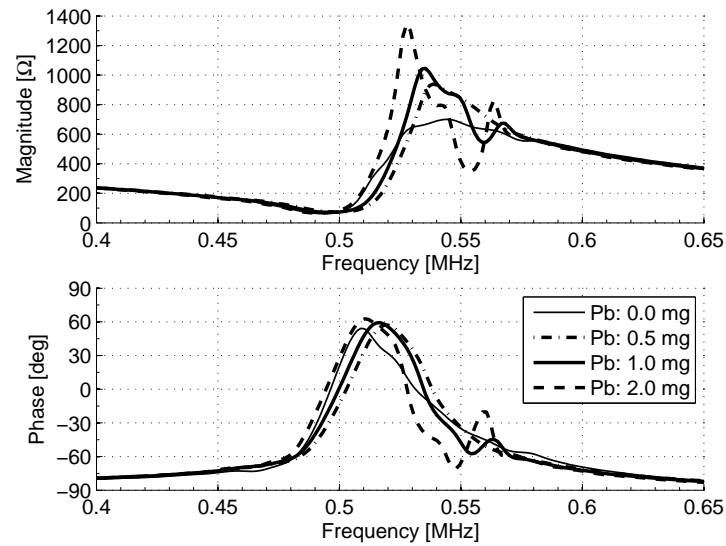


図 4.14 電気接点を負荷した場合の電氣的インピーダンス曲線

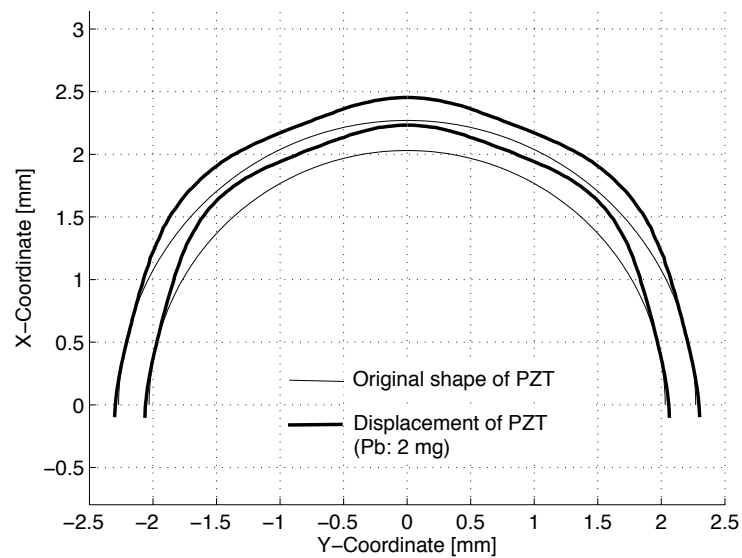


図 4.15 電気接点を負荷した場合の粒子変位

この結果は、適切なハウジング材及び電気接点の負荷質量の組み合わせを選択すると、各々の負荷質量によって励振される高次モードが相殺される場合があることを示している。また、負荷質量によって生じる高次モードの影響を相対的に低減するためには、圧電セラミックスの厚みを大きく設計すると良い。

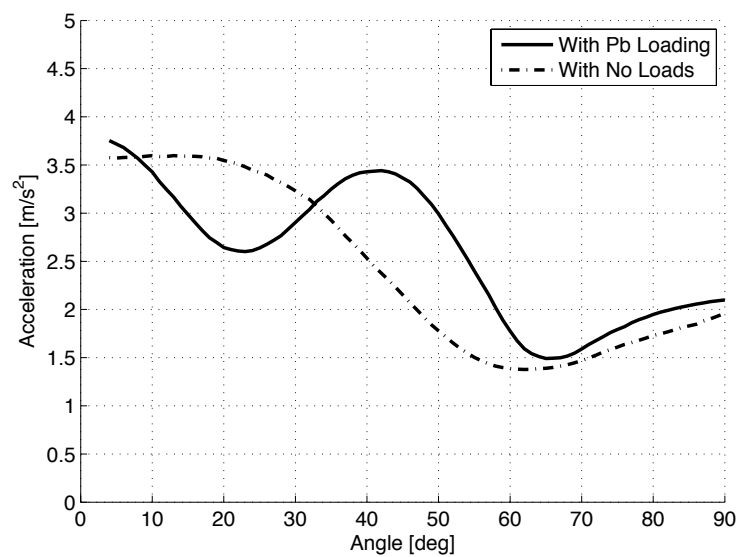


図 4.16 電気接点を負荷した場合の加速度の大きさ

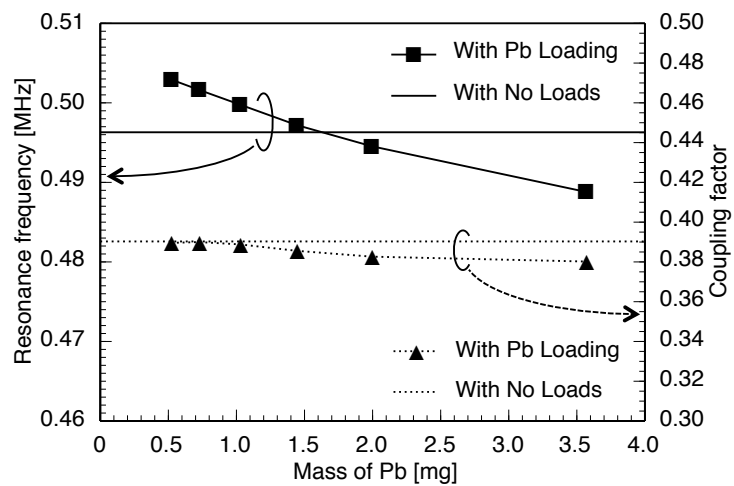


図 4.17 共振周波数及び電気機械結合係数の電気接点の質量依存性

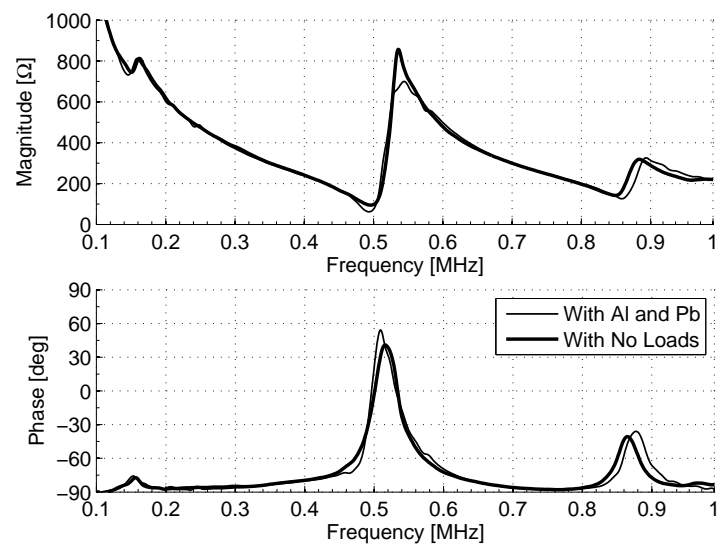


図 4.18 Alハウジング材及び電気接点を負荷した場合の電氣的インピーダンス曲線

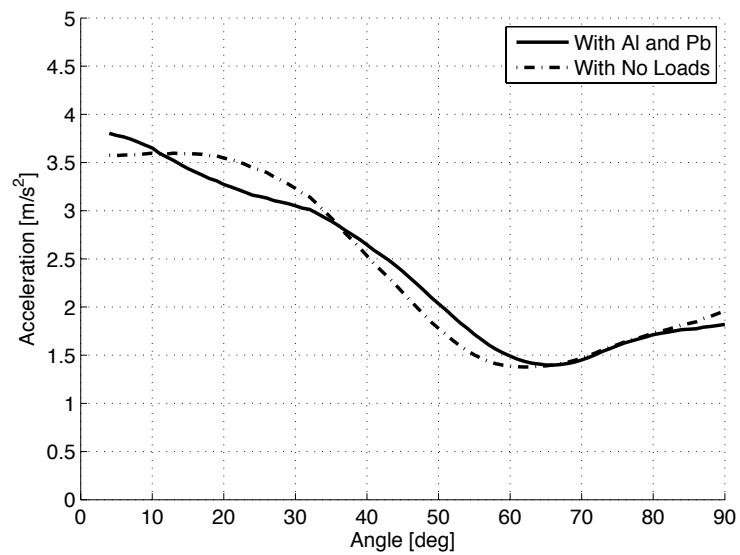


図 4.19 Alハウジング材及び電気接点を負荷した場合の加速度の大きさ

## 4.4 1 素子の音場測定実験

### 4.4.1 試作したトランスデューサ

ここまでは、共振周波数を 0.5 MHz 付近に持つよう、素子開口径を 4.0 mm に選んだ。式 (4.3) から、同一の圧電材料を用いる場合、素子径と共振周波数の積は一定になることが、理論解析及び数値計算によって得られている。トランスデューサの試作においては、素子開口径を 2 倍の 8.0 mm にし、中心周波数を 250 kHz 付近に持つ素子を用いることで、検討を行った。

試作したトランスデューサの断面図を図 4.20 に示す。圧電材料は、ハード系 PZT である富士セラミックス社製 C-2 を使用し、厚さは 0.70 mm である。前節では、素子を支持する際、負荷質量が大きい場合には、それによって圧電セラミックに高次モードが励振されてしまい、伝播モードが変化することを数値解析によって検討した [59]。ハウジング材にはアルミニウムを使用し、高次モードの励振を避けるため、最薄部の厚さを 0.3 mm とした。電極は、図 4.9 に太線で示したように、半球殻状圧電素子の表面及び裏面に配置した。リード線を接着する材料は、半田よりも質量の軽い導電性エポキシ樹脂を用いた。これは、半田で接着した素子を駆動した際に、大振幅動作のときに半田の接着面がセラミックから剥がれ、素子が壊れてしまったことにより、より質量の軽い材料を選択した。

試作した素子の電氣的インピーダンス曲線を図 4.21 に示す。呼吸振動モードを与える共振周波数は 236.5 MHz であった。同一サイズの素子の有限要素解析結果を重ねてプロットした。ここで、数値解析結果はハウジング材や電気接点などの負荷質量を配置していない条件のものであるが、試作した素子と共振特性が良く一致している結果を示した。

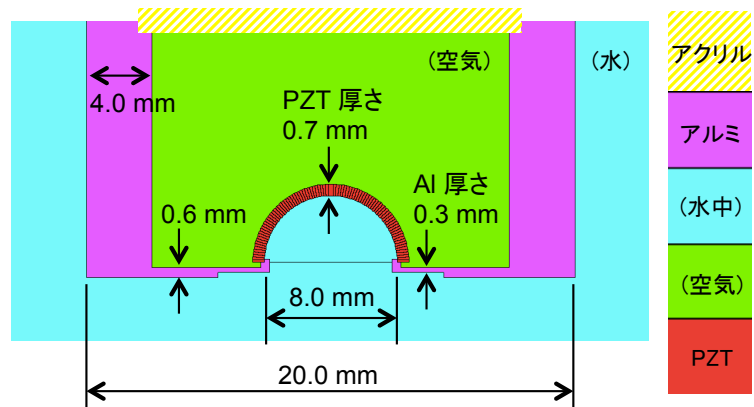


図 4.20 試作したトランスデューサの断面図

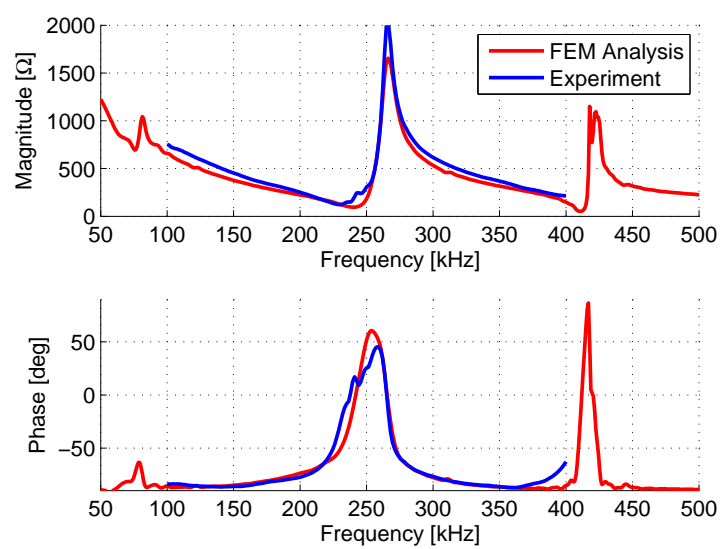


図 4.21 電氣的インピーダンス曲線

表 4.2 各種液体の材料定数

定数	シンボル	文献値		
		エタノール	n-ペンタン	グリセリン
密度	$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	786	632	1260
縦波音速	$v_\ell$ [m/s]	1207	1052	1986
音響インピーダンス	$Z$ [Ns/m <sup>3</sup> ( $\times 10^6$ )]	0.95	0.66	1.90

#### 4.4.2 液体の音速依存性

圧電セラミックスと水の体積振動とのカップリングの影響を数値解析にて検証した際、音速が異なる仮想の液体を用いて共振特性が異なることを示した。ここでは、それを実験的に検証するために、音速が異なる液体を用いて、試作素子の電氣的インピーダンス測定を行った。使用した液体のパラメータを表 4.2 に記す。

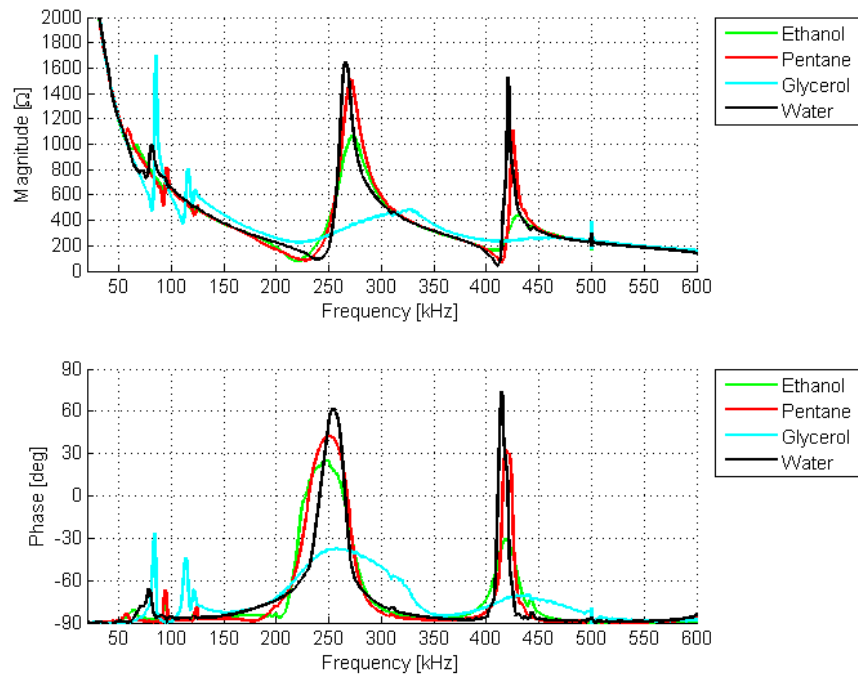
表 4.2 の液体中でトランスデューサを駆動させた場合の電気インピーダンス曲線を求めた。有限要素法による数値解析結果を図 4.22、実験結果を図 4.23 に示す。

図 4.22 より、(a) 凹面のトランスデューサの場合は、液体の音速が異なると、共振特性も異なる結果を示した。特に、音速が大きなグリセリンの場合は、水の場合よりも反共振周波数が高周波数側へシフトしている結果を示した。一方、(b) 凸面のトランスデューサの場合は、電氣的インピーダンス曲線はカップリングの大きさを除き、いずれも一致した。音響インピーダンスが大きな液体ほど、得られたインピーダンスのカップリングは大きくなっていることから、これらの差は音響インピーダンスの違いに依るものであり、圧電セラミックと液体とのカップリングの効果は十分に小さいと考えられる。

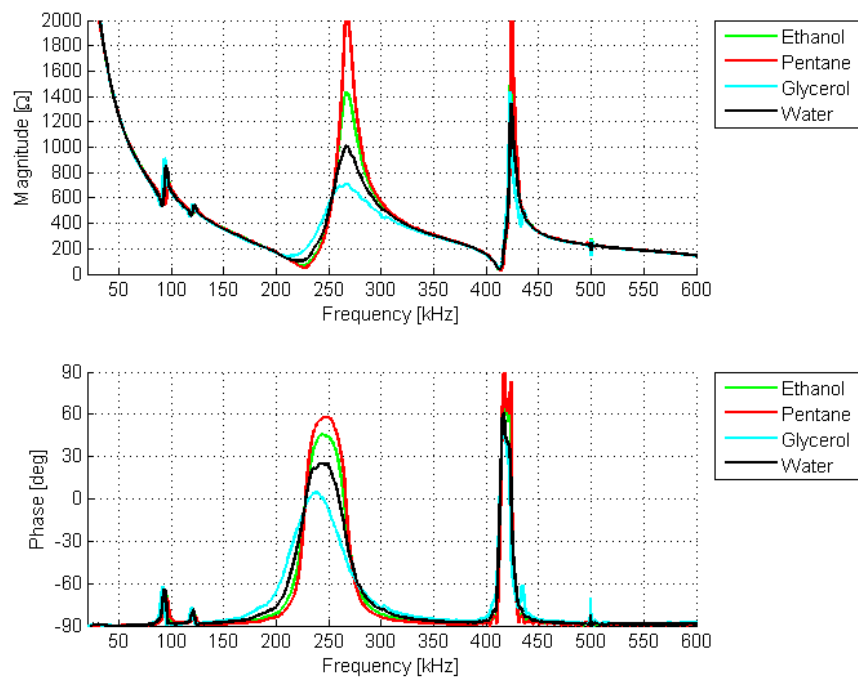
図 4.23 からは、(a) 凹面のトランスデューサの場合は、音速の大きなグリセリンの反共振周波数は他の液体のそれよりも高周波側に位置しており、数値シミュレーション結果と定性的に一致した結果が得られた。一方、(b) 凸面のトランスデューサの場合は、いずれも電気インピーダンスの形状がほぼ一致している様子が観測された。

以上より、共振特性は、凹面の場合は液体の音速に依存し、凸面の場合は依存しないという実験結果が得られた。これらの結果は、理論解析及び数値解析による仮説を裏付けるものである。



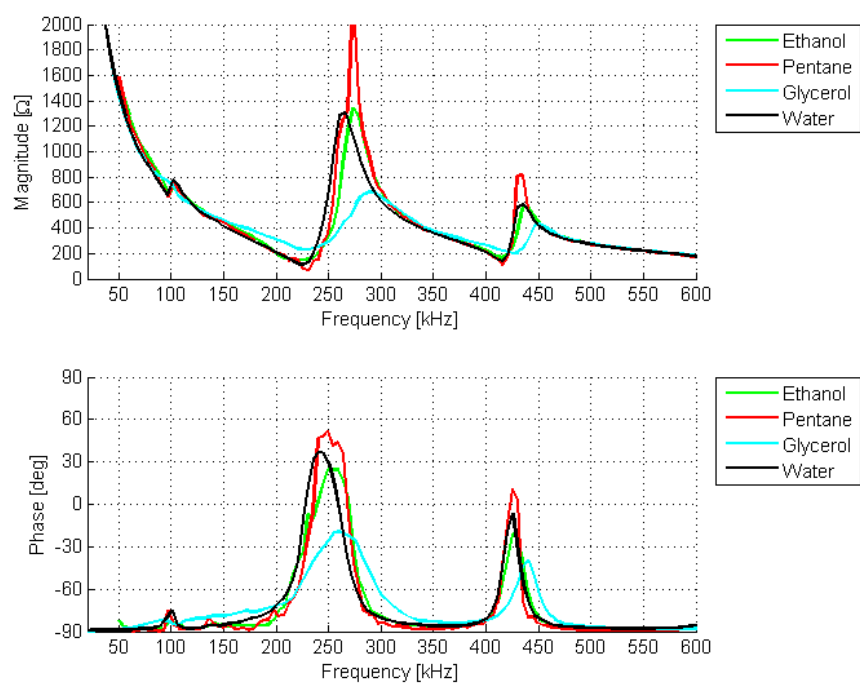


(a) 凹面形状

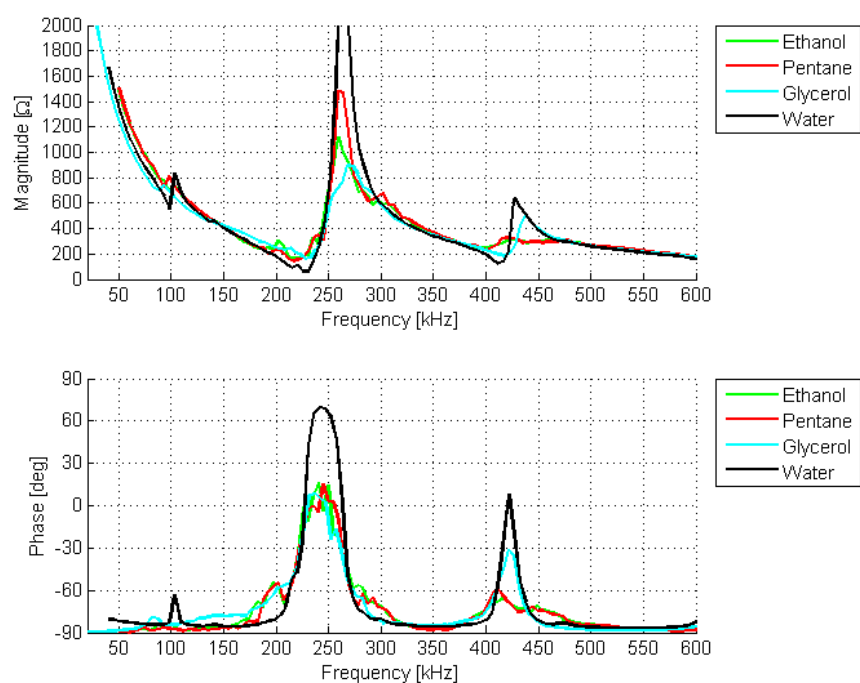


(b) 凸面形状

図 4.22 各種液体を用いた電気インピーダンス曲線 (数値解析)



(a) 凹面形状



(b) 凸面形状

図 4.23 各種液体を用いた電気インピーダンス曲線（実験）

#### 4.4.3 1 素子の音場分布測定

試作した 1 素子の半球殻状トランスデューサを水中に設置し、共振周波数 236.5 kHz の正弦波電圧で駆動させた。このとき、トランスデューサから 5 mm だけ離れた平面 (XY 平面) の音場分布を、ハイドロフォン (HGL-0400, ONDA Inc.) を用いて、音圧の振幅情報及び位相情報を同時に測定した。得られた結果に対して、駆動周波数成分で Fourier 積分を行った。振幅分布及び位相分布を図示すると図 4.24(a)、(b) のようになり、ほぼ軸対称の音場が観測された。

#### 4.4.4 アレイとして形成される音場の予測

実験によって得られた図 4.24 の音圧の複素データを用いて、アレイトランスデューサとして形成される音場を、シミュレーションにより予測することができる。ここで、アレイトランスデューサの構造は、図 4.24 のように、焦点距離を 300 mm にもつ F ナンバー 1 の凹面上に、空間周波数成分の偏りが少ない最密充填配列となるよう、合計 696 素子を配置した。ここでは、共振周波数は 250 kHz 付近であるが、このサイズは、共振周波数を 1 MHz にもつ素子に換算したとき、開口径 75 mm のアレイトランスデューサに対応するものである。

アレイの音場は、2.3.4 節で述べたように、音響ホログラフィ的音場測定によって測定した面における、音圧の振幅及び位相情報を用いて、順伝搬させることによって計算することができる。計算方法を以下に記す。

まず、測定した音場から、図 4.24(c) において丸で囲んだ素子径 8 mm に対応する領域を切り出し、円周方向の空間平均値を求めた。1 素子の音圧分布は、開口面を 12 等分し、図 4.24(c) に点で示した重心の位置で代表させた。図 4.26 のアレイの 3 次元構造を計算機上でモデリングし、各々の素子には、代表される 12 点に音圧の複素空間平均値を与えることで、アレイの音場を計算した。

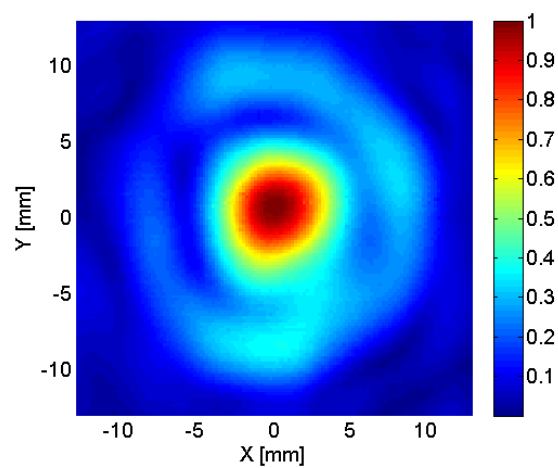
実験結果から求めたアレイとして形成される音場を図 4.27 に示す。(a) XZ 平面では、半球殻状の各素子から照射される超音波が焦点距離 300 mm の位置に焦点を結ん

でいる様子が観察される。(b)、(c) はそれぞれ伝播方向、方位方向の音場を表し、細線は軸上音圧、太線は投影面の最大値を示している。メインローブ以外の大きさが焦点音圧の 15% 以下に抑えられていることから、実用レベルの性能が得られると推測できる。この結果から、図 4.26 の素子の配列は、グレーティング・ローブが問題にならない程度に設計できていると考えられる。

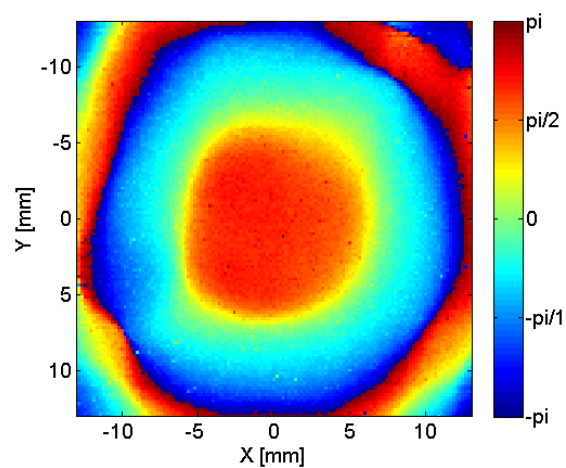
また、有限要素法による 1 素子の数値解析結果から同様の方法で計算したアレイの音場を図 4.28 に示す。この結果は、図 4.27 とほぼ一致し、メインローブ以外の大きさは、実験結果か計算した音場に比べて 5% 以下の差であった。

また、実際のアレイトランスデューサの動作として、1 素子の実験結果をもとに、アレイトランスデューサをセクタスキャンした場合に形成される音場を計算した。焦点位置を  $X$  方向に  $-15\text{ mm}$  から  $-90\text{ mm}$  まで変化させた場合に形成される音場をそれぞれ図 4.29~4.34 に示す。いずれの結果も、目的領域に焦点を結び、メインローブ以外の不要応答の大きさは、焦点音圧に対して 20% 以下に抑えられている。図 4.35 に、スキャン角度をパラメータとして、メインローブに対する不要応答の最大値の大きさをプロットした。スキャン角度を  $40^\circ$  以下にすれば、メインローブ以外の領域の大きさは焦点音圧に対して 20% 以下に抑えられているため、不要応答のエネルギーの大きさは、高々メインローブの大きさの 5% に抑えられる設計が可能であることを示している。この結果から、構成されるアレイトランスデューサは、実用に耐えうる性能を有すると予想される。

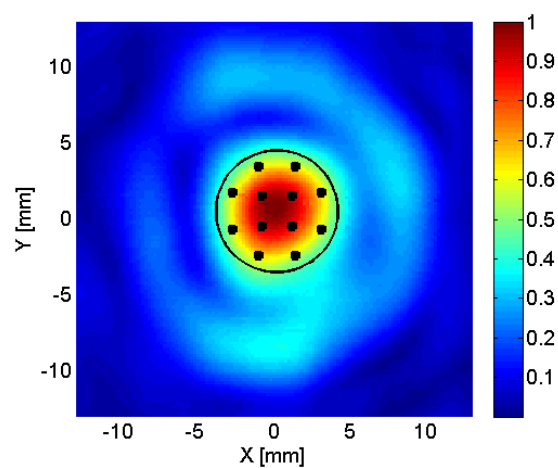
以上の結果は、半球殻状圧電素子の呼吸振動モードを利用したアレイトランスデューサを実現できる可能性を示唆するものである。



(a) 振幅分布



(b) 位相分布



(c) アレイの音場計算に用いた代表点 [(a) に重ねてプロット]

図 4.24 ハイドロフォンにより測定した 1 素子の 2 次元音場分布

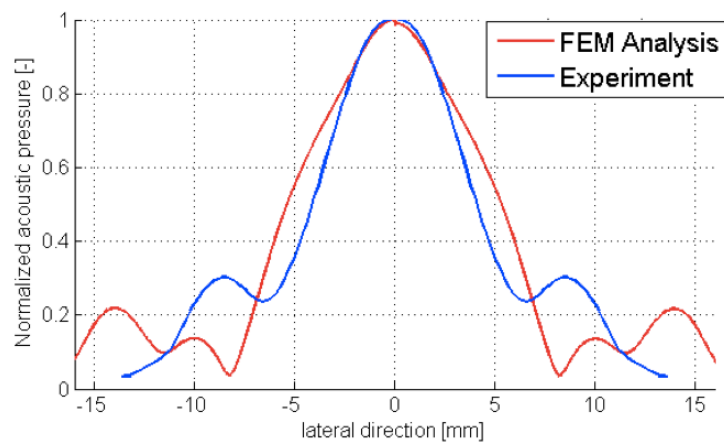


図 4.25 素子のプロファイル

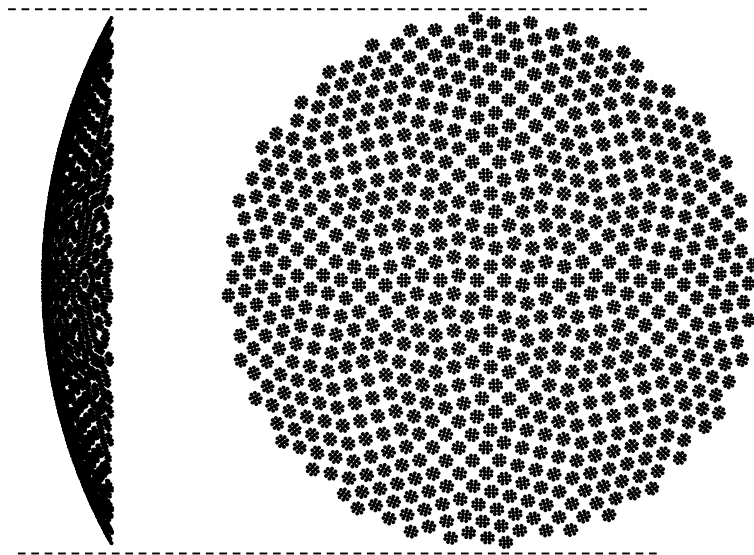
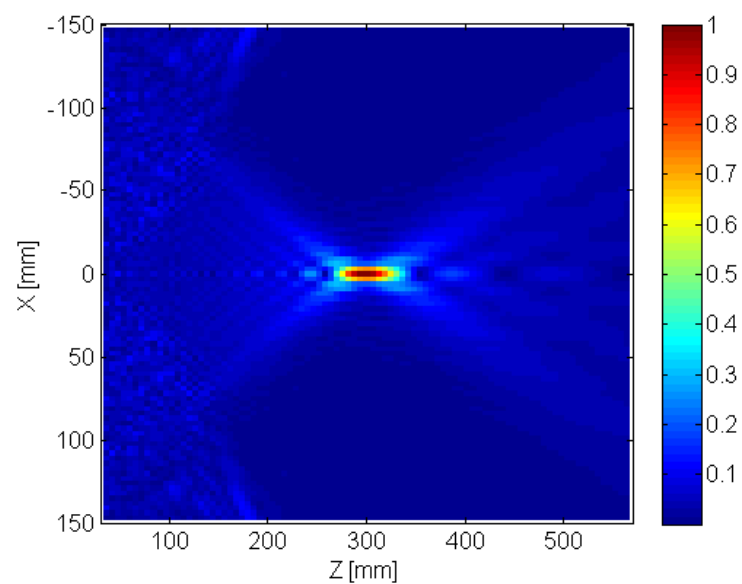
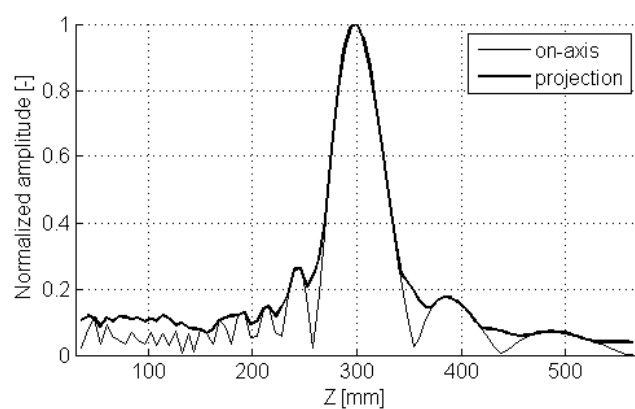


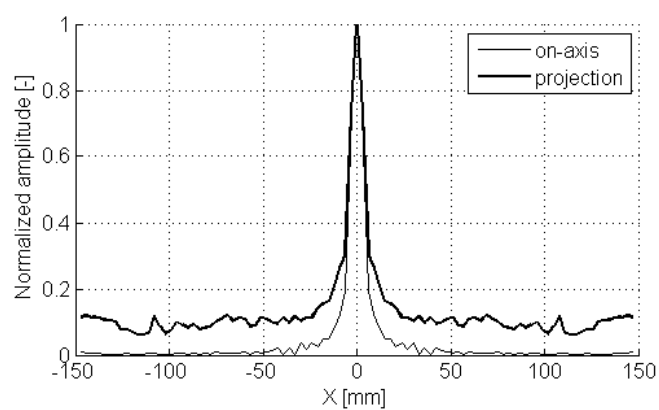
図 4.26 アレイトランスデューサの素子の配置図



(a) XZ 平面

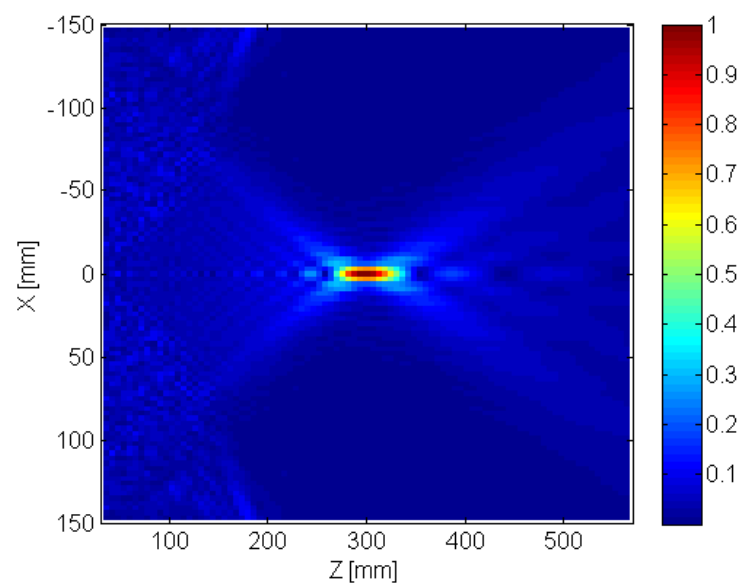


(b) Z 軸方向

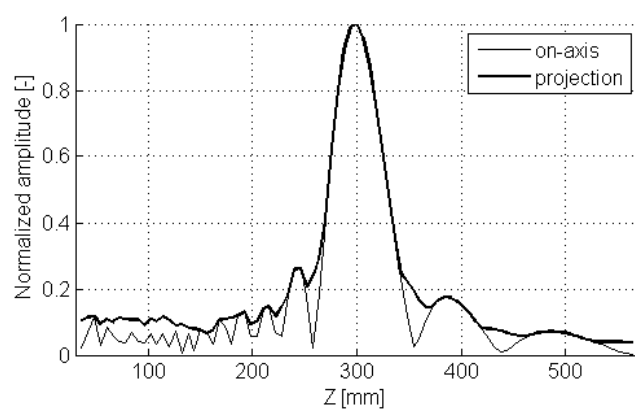


(c) X 軸方向

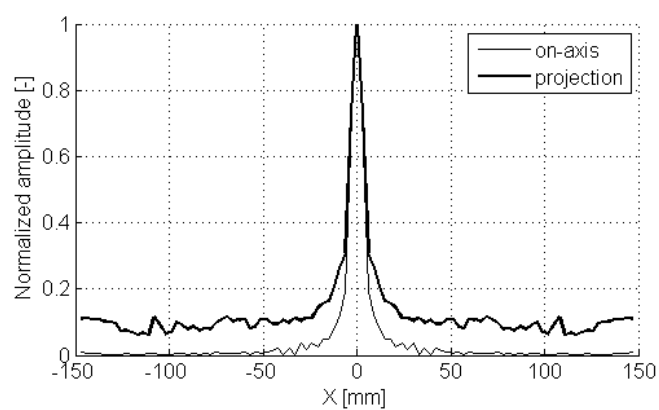
図 4.27 1 素子の音場測定結果から求めたアレイとして形成される音場



(a) XZ 平面



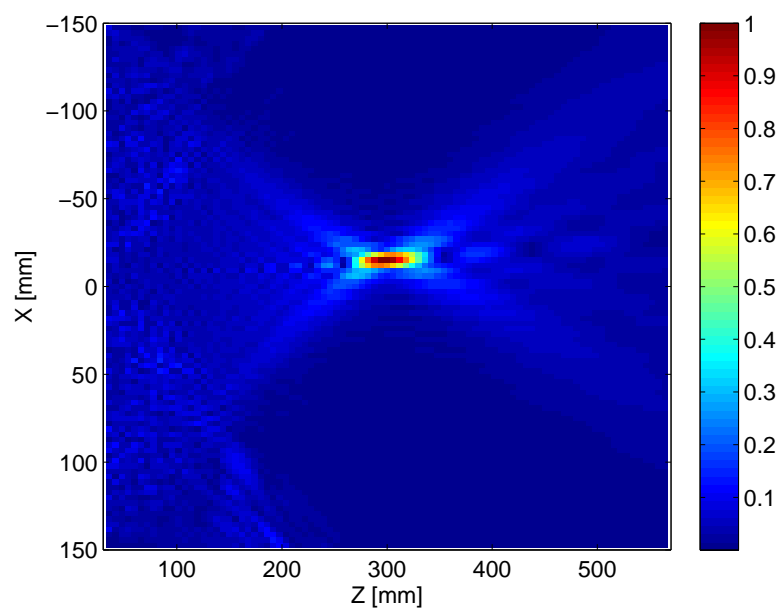
(b) Z 軸方向



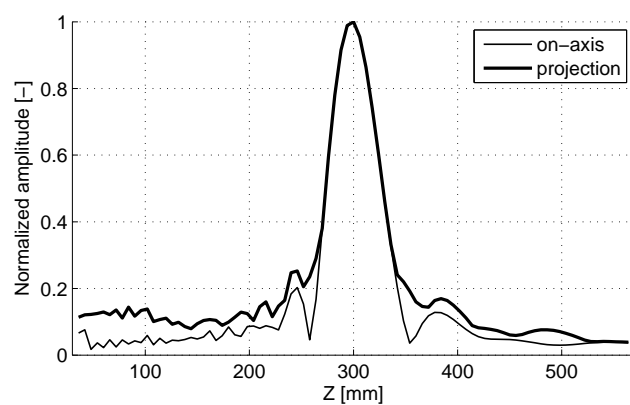
(c) X 軸方向

図 4.28 1 素子の数値計算結果から求めたアレイとして形成される音場

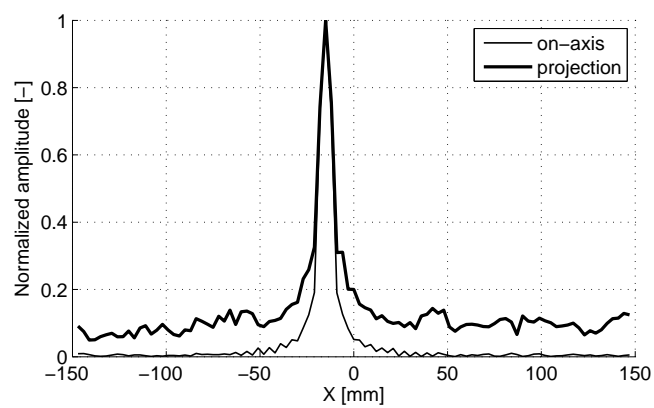




(a) XZ 平面

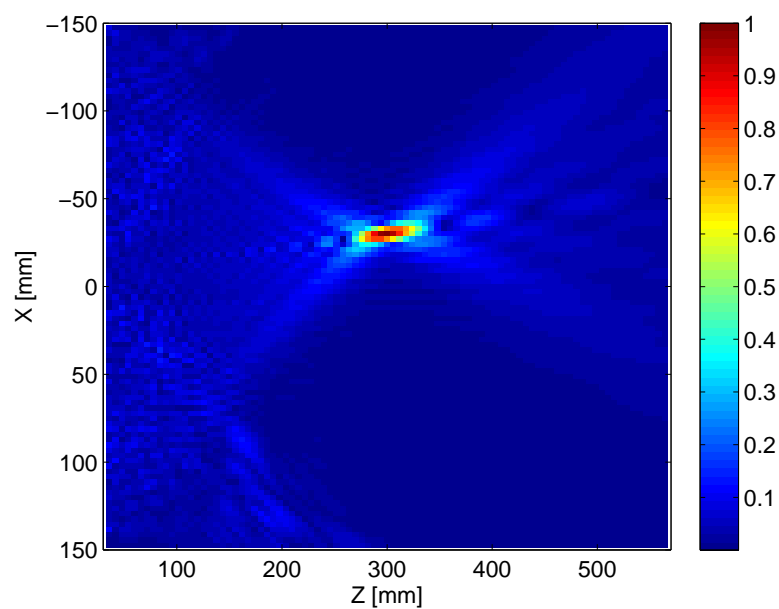


(b) Z 軸方向

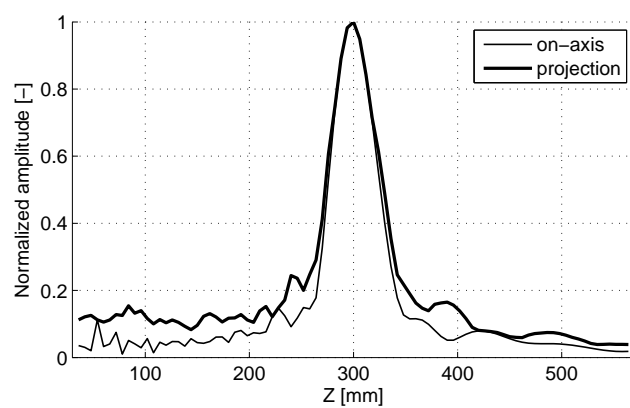


(c) X 軸方向

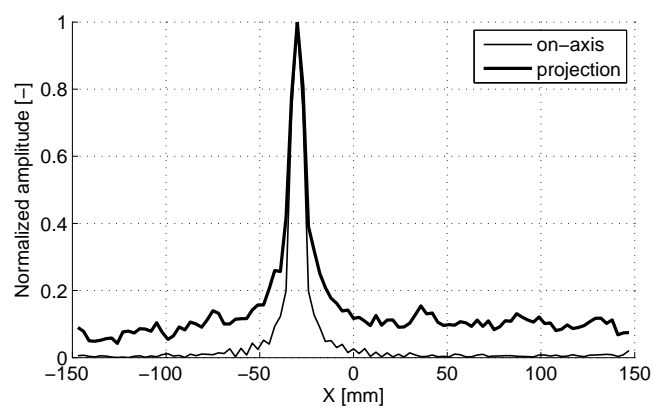
図 4.29 セクタスキャン時のアレイの音場（焦点位置  $X = -15[\text{mm}]$ ）



(a) XZ 平面

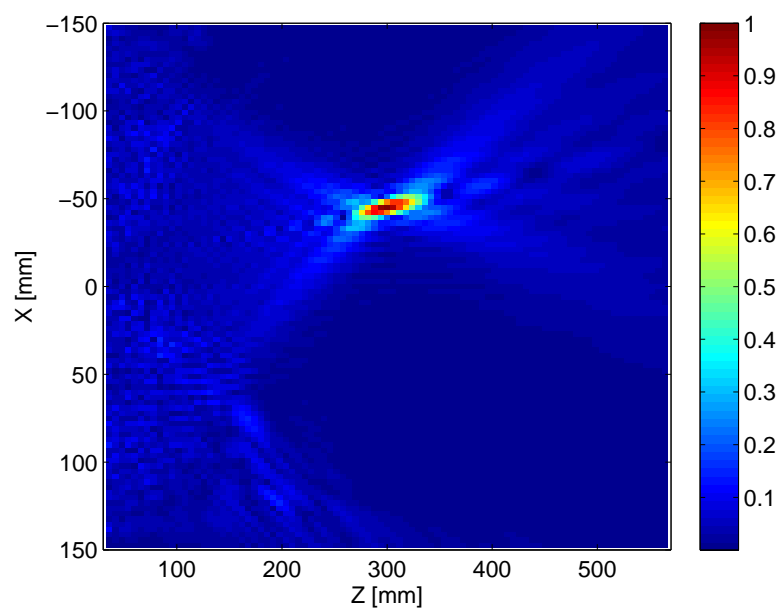


(b) Z 軸方向

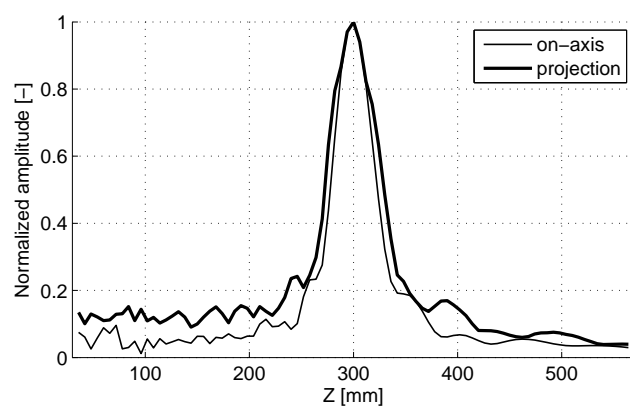


(c) X 軸方向

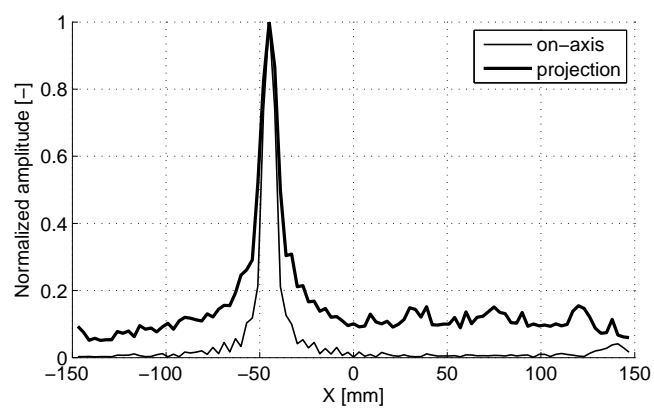
図 4.30 セクタスキャン時のアレイの音場 (焦点位置  $X = -30[\text{mm}]$ )



(a) XZ 平面

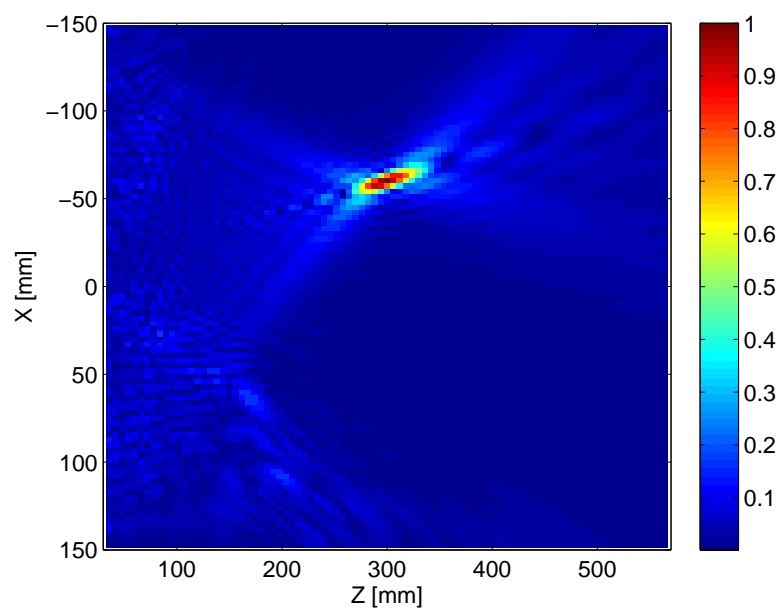


(b) Z 軸方向

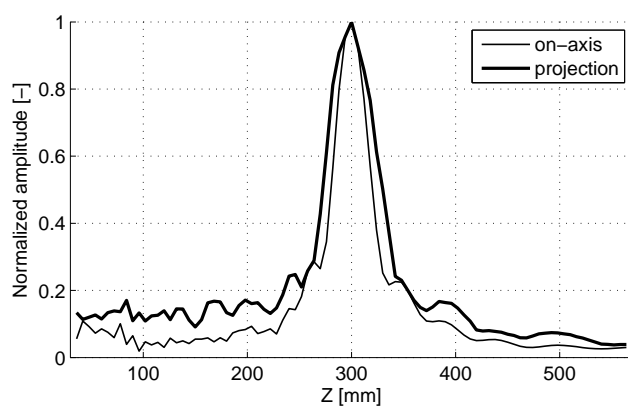


(c) X 軸方向

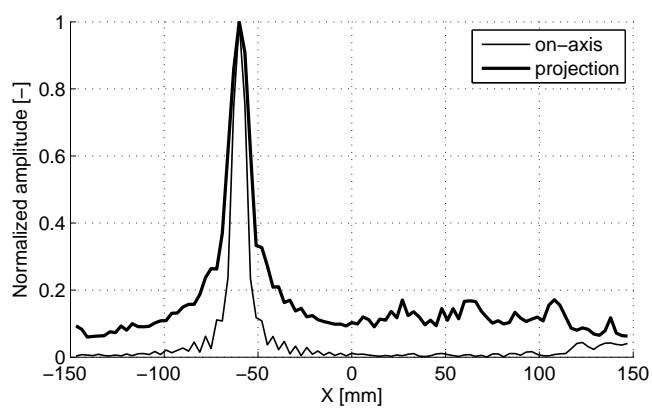
図 4.31 セクタスキャン時のアレイの音場 (焦点位置  $X = -45[\text{mm}]$ )



(a) XZ 平面

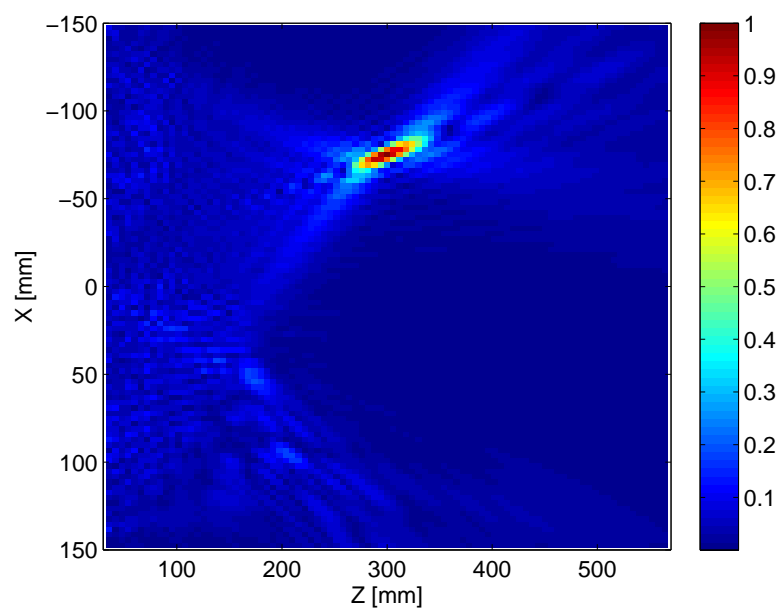


(b) Z 軸方向

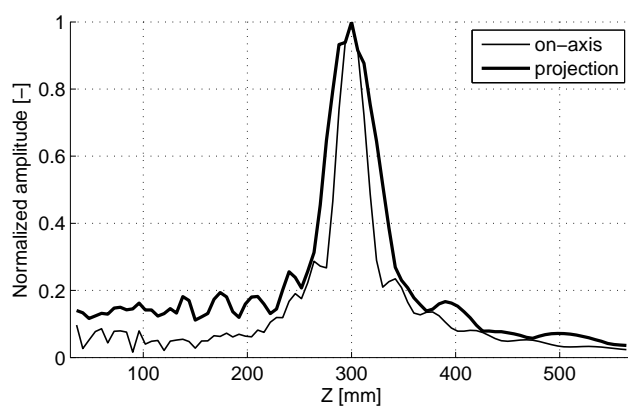


(c) X 軸方向

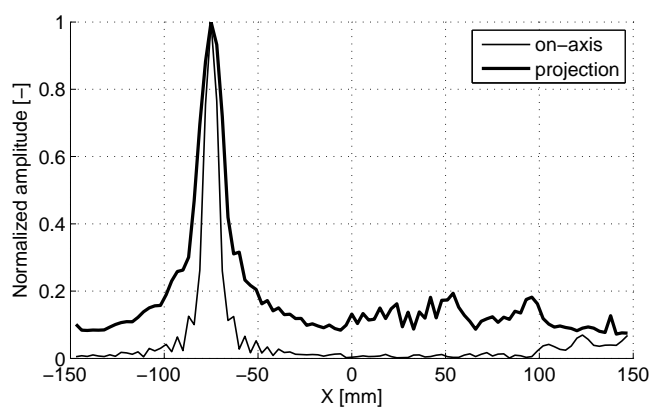
図 4.32 セクタスキャン時のアレイの音場（焦点位置  $X = -60[\text{mm}]$ ）



(a) XZ 平面

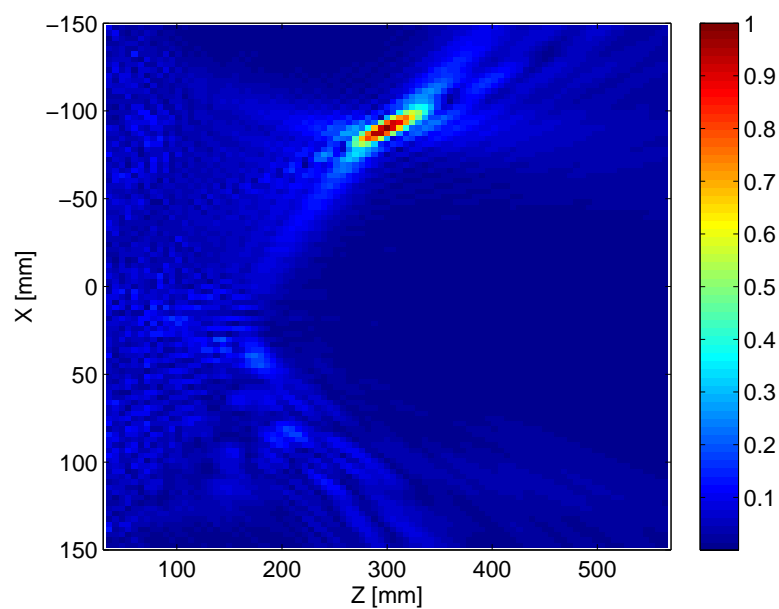


(b) Z 軸方向

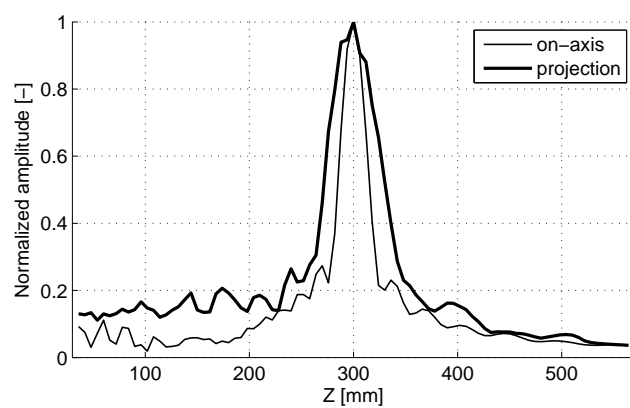


(c) X 軸方向

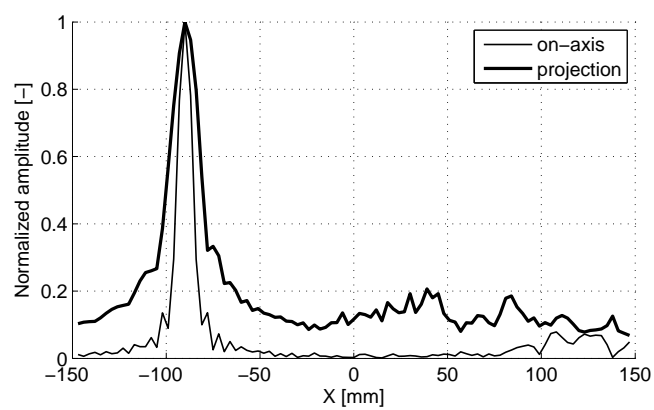
図 4.33 セクタスキャン時のアレイの音場（焦点位置  $X = -75[\text{mm}]$ ）



(a) XZ 平面



(b) Z 軸方向



(c) X 軸方向

図 4.34 セクタスキャン時のアレイの音場（焦点位置  $X = -90[\text{mm}]$ ）

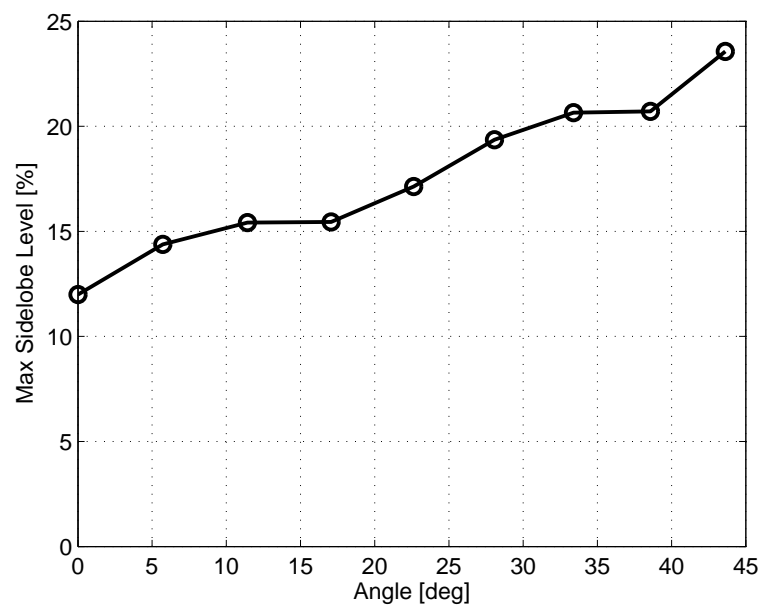


図 4.35 メインローブに対する不要応答の最大値の大きさのスキャン角依存性

## 4.5 考察

以上の結果は、1 素子の動作について、有限要素法による数値シミュレーションは実験結果を良く説明しているものである。

超音波の加熱凝固作用だけでなく、音響キャビテーションを併用することで、治療目的部位を効率的に焼灼する方法が研究されている。そのようなキャビテーションの発生には、第二高調波を重畳すると励起しやすいことが分かっている [62–66]。有限要素シミュレーションにより、呼吸振動モードを利用する球殻状の圧電素子は、そのような用途にも応用が可能であることを示唆する結果が得られた。

図 4.36 に示すような、 $180^\circ$  より小さい素子見込み角をもつ素子について、素子開口径を一定とし、素子見込み角を変化させて数値計算を行った。ここで、素子開口径は 8.0 mm の一定値とし、基本周波数が 0.5 MHz 付近の素子を想定して計算を行った。

図 4.37 に、一定の入力電圧に対して得られる超音波出力の相対値をプロットした。見込み角が負の値をもつものは、凸面状の素子を意味している。また、凹面状の超音波放射面と平面状の背面とをもつ圧電素子についても、素子見込み角  $60^\circ$ 、素子中央における厚さ 0.1 mm の素子からの超音波出力をプロットした。さらに、比較対象として、厚み共振型 PZT 素子及び 1-3 複合圧電材についても、同じ超音波放射面積からの超音波出力をプロットした。

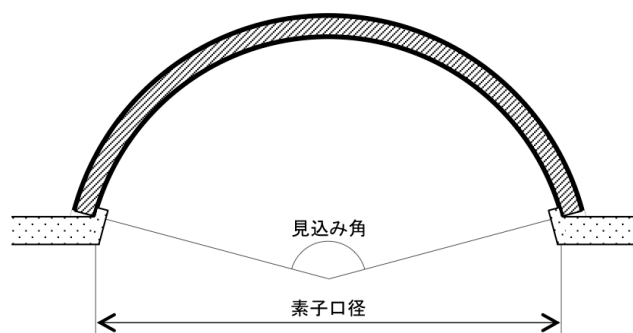


図 4.36  $180^\circ$  より小さな見込み角をもつ素子



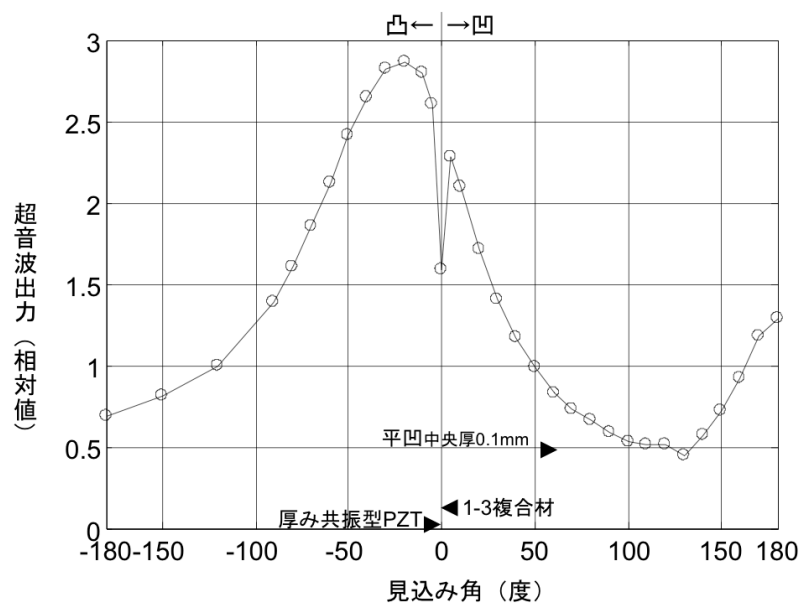


図 4.37 素子見込み角と出力の関係

図 4.37 に示すように、厚み共振型 PZT 素子に比べ、1-3 複合圧電材は数倍大きな超音波出力を発生しているが、球殻状の圧電素子は、凹面状、凸面状のいずれの場合も、そのさらに数倍以上の超音波出力を発生している結果となった。素子見込み角  $0^\circ$  付近に着目すると、凹面状、凸面状にかかわらず、わずかでも曲率を与えると、大きな超音波出力を発生することがわかる。特に、見込み角が  $10^\circ \sim 30^\circ$  の凸面状の圧電素子は、きわめて大きな超音波出力を発生する。しかし、このように比較的小さい見込み角の超音波放射面をもつ球殻状の圧電素子は、振動する際の辺縁部の振動振幅が特に大きくなるため、ハウジングにより支持するには、特別な工夫が必要となる。

これに対し、球殻状の圧電素子について、素子見込み角を  $120^\circ$  程度以上に選べば、素子をハウジングに支持する部分の振動振幅を適度に抑制できる。このように 小さな振動振幅であれば、ハウジング材料として、超音波吸収による発熱の小さいアルミニウム合金などの金属を用いることができ、高超音波出力時にも熱破壊しにくい送波器を実現しやすい。

素子見込み角が  $180^\circ$  の半球殻状の圧電素子の場合、電氣的インピーダンス曲線は図 4.3 のようになり、第 2 共振周波数は基本共振周波数の 1.7 倍の位置に存在する。

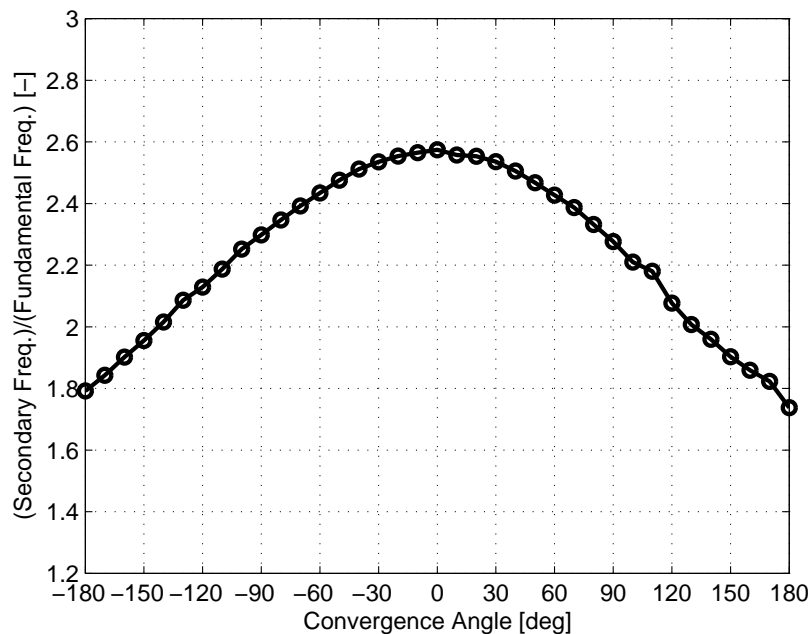


図 4.38 基本共振周波数と第 2 共振周波数の比

素子見込み角を変化させた場合の、基本共振周波数と第 2 共振周波数の比を図 4.38 にプロットした。この結果は、凹面及び凸面の場合で対称となっているから、圧電セラミックスの幾何形状によって決まる性質であると考ええる。このとき、凹面状の圧電セラミックスは、素子見込み角を  $130^\circ$  に選んだ場合に、凸面状の場合は、見込み角を  $140^\circ$  に選んだ場合に、基本共振周波数と第二共振周波数の比が 1:2 になる特性を示した。

素子見込み角を  $130^\circ$  に選んだ凹面状の素子の電氣的インピーダンス曲線を図 4.39 に示す。電氣的インピーダンスが純抵抗となる基本周波数は 0.55 MHz にあり、その 2 倍である 1.1 MHz 付近においても電氣的インピーダンスが純抵抗に近くなる。この特性を利用すれば、キャビテーション生成に好適な、基本波に第 2 高調波を重畳した超音波を送波することができる。

このような素子は、半球殻状の素子に対してカップリングがさらに低下するものの、通常の半波長厚み共振型圧電素子が奇数倍高調波しか電気信号を超音波に変換できないのに対して際立つ特長をもつ。これは、キャビテーションを利用して効率を高める

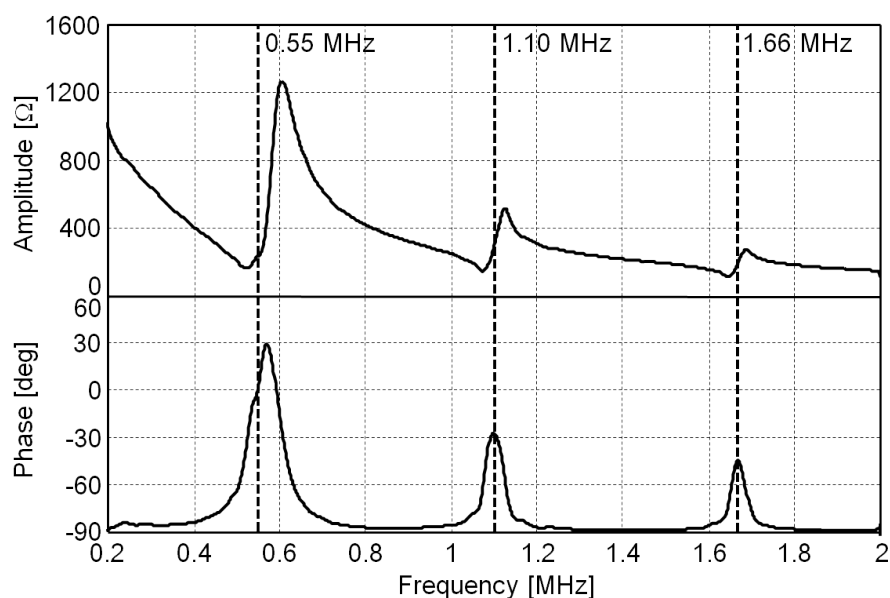


図 4.39 素子見込み角  $130^\circ$  の場合の電氣的インピーダンス曲線

超音波治療を可能とする送波器を構成する圧電素子として好適な特性である。さらに、基本周波数の 3 倍である 1.65 MHz 付近においても電氣的インピーダンスが純抵抗に近くなることが認められるように、この圧電素子は、一般に偶数倍・奇数倍両方の高調波の電氣信号を超音波に変換できる。すなわち、基本波周期の任意波形の周期関数の電氣信号を超音波に変換できるという、超音波送波器として優れた特性を有する。

## 4.6 まとめ

第 4 章では、超音波治療用アレイトランスデューサに対して、従来の厚み縦モード振動を利用した 1-3 複合圧電材トランスデューサとは異なる共振を利用する、新規構造の呼吸振動モード圧電素子を提案した。数値シミュレーションによって、凹面の超音波放射面を持ち、水中波長をやや超える素子径を有する球殻形状の圧電素子は、その呼吸振動と水の共振による圧縮とがカップリングされることによって、良好な音響整合が得られることを示した。

さらに、球殻状圧電素子に接着するためのハウジング材及び電氣接点の影響について有限要素解析によって検討し、それらの設計指針を示した。負荷質量によって、呼

吸振動モードに加えて不要な高次モードが励振されてしまうが、ハウジング材の厚さを薄くし、電気接点の質量を小さく設計することで、高次モードの励振を低減することが可能である。また、負荷質量の影響を考慮して、圧電セラミックの厚さを選択することが必要である。

それらを考慮して、超音波治療用アレイトランスデューサを構成する新規構造の呼吸振動モード圧電素子を実際に試作し、1 素子の音場測定結果、及びそれから予測されるアレイの音場を計算した。本検討では周波数を 250 kHz に設定したが、素子の寸法を今回の 1/4 にすることで、超音波治療において主に使用される周波数 1 MHz に対応する。すなわち、本研究では、半球殻状圧電素子の呼吸振動モードを利用したアレイトランスデューサを実用レベルで実現できる可能性を示すことができた。

## 第 5 章

# 結論

### 5.1 本研究の結論

集束超音波治療に用いられる超音波トランスデューサは、球殻形状を有する単一の圧電材よりなるものと、多数の圧電素子よりなるアレイトランスデューサが主に用いられている。本研究は、これら 2 種類の超音波トランスデューサを対象とし、それらを構成する球殻状の圧電素子の振動的挙動について詳細な検討を行うことで、従来の問題を解決すると同時に、高効率な超音波トランスデューサの研究開発を行ったものである。いずれのトランスデューサに対しても、同様の手法を用いて解析を行った。

実験は、音響ホログラフィ的音場測定により、ハイドロフォンを用いて、測定面における音圧の振幅と位相の両方を同時に計測した。振幅情報だけでなく位相情報も併せて測定することにより、シングルエレメントの場合は、測定面から音源へ逆伝搬させることにより音源の振動分布を再構成することができ、半球殻状圧電素子の場合は、測定面の音圧の複素データを初期音圧として順伝搬させることにより、アレイとして形成される音場分布を計算することができた。

有限要素法を用いた数値シミュレーションでは、いずれも圧電材料のポーリング方向が電界の向きに対応して滑らかに変化するような球殻状の圧電トランスデューサをモデリングし、数値計算を行った。いずれの場合も、数値計算結果は実験結果と定性的に一致する特性を示した。これにより、本研究では、実験が困難な条件に対しても、

数値シミュレーションを活用することによって精度良く予測、数値実験を行うことができた。

以上の結果は、位相情報込みで測定する音響ホログラフィ的音場測定や、有限要素法を用いた数値シミュレーションの有用性を示すものである。

以下に各章ごとの結論をまとめる。

第 1 章は序論であり、本研究の背景、従来手法の問題点、及び本研究の目的について述べた。

第 2 章では、2 種類の圧電トランスデューサに共通する評価方法として、音響ホログラフィ的音場測定、有限要素法を用いた数値シミュレーション、レーザードプラ振動計による変位測定の方法について述べた。

第 3 章では、単一の圧電材よりなる球殻状圧電トランスデューサの振動解析の結果及び考察を述べた。詳細な解析の結果、超音波振動子に基本振動モード以外に不要な超音波成分が励振されていることを示し、その伝搬特性を特定した。この成果は、圧電トランスデューサの設計指針に寄与し、意図通りの音場を形成する技術の向上に貢献するものである。

第 4 章では、超音波治療用アレイトランスデューサを構成する素子として新規に考案した半球殻状圧電素子について、理論解析的予測、数値解析、実験の結果及び考察を述べた。これは、圧電材の共振特性を厚み共振ではなく呼吸振動モードにより得ることによって、従来の複合圧電材トランスデューサの問題点の一つであった電氣的インピーダンスを低減を可能とするものである。有限要素法を用いた数値解析及び理論的検討を経て、球殻状の圧電セラミックの呼吸振動モードとそれに囲まれる水の体積振動との音響カップリングによって、低電圧駆動のもとで良好な超音波出力が得ることを可能とし、これを利用することで、同一開口面積から得られる超音波出力を従来のものに対して約 9 倍に向上できることを示した。また、実際に素子を試作し、1 素子の音場測定結果から音響ホログラフィによりアレイとして形成される音場分布を予測した結果、新規構造のアレイトランスデューサを実現できる可能性を示した。

第 5 章は結論である。

以上要するに、本論文では、超音波治療用の 2 種類の球殻状圧電トランスデューサ

について、振動的挙動の詳細な解析を行った。シングルエレメントの超音波トランスデューサについては、厚み縦モード振動以外の不要な超音波成分を詳細に解明し、そのような不要応答が励振しにくい解決策を示した。アレイトランスデューサについては、従来のものは電氣的インピーダンスが大きいため高入力電圧が必要という問題点に対し、異なる振動モードを利用することでそのような問題点を解決できるような新規構造のアレイトランスデューサを実現できることを示した。すなわち、2種類の超音波トランスデューサそれぞれに対して、従来の問題を解決することに寄与するものである。

## 参考文献

- [1] C. R. Hill and G. R. ter Haar, “High intensity focused ultrasound—potential for cancer treatment,” *British Journal of Radiology*, vol. 68, pp. 1296–1303 (1995).
- [2] N. T. Sanghvi, F. J. Fry, R. Bihrlé, R. S. Foster, M. H. Phillips, J. Syrus, A. V. Zaitsev, and C. W. Hennige, “Noninvasive surgery of prostate tissue by high-intensity focused ultrasound,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 43, pp. 1099–1110 (1996).
- [3] J. E. Kennedy, G. R. ter Haar, and D. Cranston, “High intensity focused ultrasound: surgery of the future?,” *British Journal of Radiology*, vol. 76, pp. 590–599 (2003).
- [4] J. G. Lynn, R. L. Zwemer, A. J. Chick, and A. F. Miller, “A new method for the generation and use of focused ultrasound in experimental biology,” *Journal of General Physiology*, vol. 26, pp. 179–193 (1942).
- [5] S. Madersbacher, M. Pedevilla, L. Vingers, M. Susani, and M. Marberger, “Effect of High-Intensity Focused Ultrasound on Human Prostate Cancer in Vivo,” *Cancer Research*, vol. 55, pp. 3346–3351 (1995).
- [6] J. Y. Chapelon, D. Cathignol, C. Cain, E. Ebbini, J. Kluiwstra, O. A. Sapozhnikov, G. Fleury, R. Berriet, L. Chupin, and J. L. Guey, “New piezoelectric transducers for therapeutic ultrasound,” *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol. 23, pp. 153–159 (2000).
- [7] G. Fleury, R. Berriet, O. Le Baron, and B. Huguenin, “New piezocompos-



- ite transducers for therapeutic ultrasound,” *Proceedings of 2nd International Symposium of Therapeutic Ultrasound*, pp. 428–431 (2002).
- [8] K. Hynynen, N. McDannold, G. Clement, F. A. Jolesz, E. Zadicario, R. Kiliany, T. Moore, and D. Rosen, “Pre-clinical testing of a phased array ultrasound system for MRI-guided noninvasive surgery of the brain – A primate study,” *European Journal of Radiology*, vol. 59, pp. 149–156 (2006).
  - [9] M. Onoe, H. F. Tiersten, and A. H. Meitzler, “Shift in the Location of Resonant Frequencies Caused by Large Electromechanical Coupling in Thickness-Mode Resonators,” *Journal of The Acoustical Society of America*, vol. 35, pp. 36–42 (1963).
  - [10] H. F. Tiersten, “Thickness Vibrations of Piezoelectric Plates,” *Journal of The Acoustical Society of America*, vol. 35, pp. 53–58 (1963).
  - [11] T. R. Meeker, “Thickness mode piezoelectric transducers,” *Ultrasonics*, vol. 10, pp. 26–36 (1972).
  - [12] J. E. Hyslop and G. Hayward, “The study of Lamb wave dispersion in piezoelectric plate transducers,” *Proceedings of 1999 IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 577–580 (1999).
  - [13] D. Cathignol, O. A. Sapozhnikov, and J. Zhang, “Lamb waves in piezoelectric focused radiator as a reason for discrepancy between O’Neil’s formula and experiment,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 101, pp. 1286–1297 (1997).
  - [14] D. Cathignol, O. A. Sapozhnikov, and Y. Theillere, “Comparison of acoustic fields radiated from piezoceramic and piezocomposite focused radiators,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 105, pp. 2612–2617 (1999).
  - [15] O. A. Sapozhnikov, Yu. A. Pishchal’nikov, and A. V. Morozov, “Reconstruction of the normal velocity distribution on the surface of an ultrasonic transducer from the acoustic pressure measured on a reference surface,” *Acoustical Physics*, vol. 49, pp. 354–360 (2003).

- [16] M. Lethiecq, F. Patat, L. Pourcelot, and L. P. Tran-Huu-Hue, “Measurement of losses in five piezoelectric ceramics between 2 and 50 MHz,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 40, pp. 232–237 (1993).
- [17] Y. Kaneshima, S. Yoshizawa, and S. Umemura, “Analysis of High-Intensity Focused Ultrasound Source Using Time Reversal: Effect of Lamb-Like Waves,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 50, pp. 047301 1–4 (2011).
- [18] 金島泰浩, “位相共役法を用いた超音波音源の振動の推定とその解析に関する研究,” 平成 21 年度東北大学修士学位論文 (2010).
- [19] K. Otsu, Y. Komura, Y. Kaneshima, S. Yoshizawa, and S. Umemura, “Effects of Leaky Lamb-like Wave Propagation in Single-Element High Intensity Focused Ultrasound Transducer by Vibration Analysis,” *Proceedings of 2010 IEEE International Ultrasonics Symposium*, pp. 1230–1233 (2011).
- [20] D. P. Skinner, R. E. Newnham, and L. E. Cross, “Flexible composite transducers,” *Materials Research Bulletin*, vol. 13, pp. 599–607, (1978).
- [21] T. R. Gururaja, W. A. Schulze, L. E. Cross, R. E. Newnham, B. A. Auld, and Y. J. Wang, “Piezoelectric Composite Materials for Ultrasonic Transducer Applications. Part I: Resonant Modes of Vibration of PZT Rod-Polymer Composites,” *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, vol. 32, pp. 481–498 (1985).
- [22] T. R. Gururaja, Walter A. Schulze, Leslie E. Cross, and Robert E. Newnham, “Piezoelectric Composite Materials for Ultrasonic Transducer Applications. Part II: Evaluation of Ultrasonic Medical Applications,” *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, vol. 32, pp. 499–513 (1985).
- [23] W. A. Smith, “The role of piezocomposites in ultrasonic transducers,” *Proceedings of 1989 IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 755–766 (1989).
- [24] K. Hynynen, “A Method to Control the Electrical Impedance of Phased Array Elements,” *Proceedings of 2006 IEEE International Ultrasonics Symposium*

- pp. 1052–1055, (2006).
- [25] K. Moro, S. Yoshizawa, and S. Umemura, “Staircase-Voltage Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor Driver Circuit for Therapeutic Ultrasound,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 49, 07HF02 (2010).
  - [26] S. Umemura and C. A. Cain, “The sector-vortex phased array: acoustic field synthesis for hyperthermia,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 36, pp. 249–257 (1989).
  - [27] Y. Inaba, S. Yoshizawa, and S. Umemura, “Coagulation of Large Regions by Creating Multiple Cavitation Clouds for High Intensity Focused Ultrasound Treatment,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 49, pp. 07HF22 1–4 (2010).
  - [28] B. A. Auld, “Acoustic fields and waves in solids,” Chapter 1–3, *New York: John Wiley & Sons* (1973).
  - [29] “Publication and Proposed Revision of ANSI/IEEE Standard 176-1987 “ANSI/IEEE Atandard on Piezoelectricity”,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 43, pp. 717–772 (1996).
  - [30] Website of Fuji Ceramics [[http://www.fujicera.co.jp/product/e/01/mat.table\\_e.pdf](http://www.fujicera.co.jp/product/e/01/mat.table_e.pdf)], visited on November 2011.
  - [31] Website of Ferroperm Piezoceramics A/S [<http://www.ferroperm-piezo.com/>], visited on December 2010.
  - [32] 理科年表 2010, 国立天文台編 (Maruzen, Tokyo, 2009) p. 420.
  - [33] Anthony F. Medeiros and Peter R. Stepanishen, “The forward and backward projection of acoustic fields from axisymmetric ultrasonic radiators using impulse response and Hankel transform techniques,” *Journal of The Acoustical Society of America*, vol. 75, pp. 1732–1740 (1984).
  - [34] Mark E. Schafer, “Transducer characterization using the angular spectrum method,” *Journal of The Acoustical Society of America*, vol. 85, pp. 2202–2214 (1989).

- [35] S. A. Tsysar, Y. D. Sinelnikov, and O. A. Sapozhnikov, “Characterization of cylindrical ultrasonic transducers using acoustic holography,” *Acoustical Physics*, vol. 57, pp. 94–105 (2011).
- [36] M. Fink, “Time Reversal of Ultrasonic Fields — Part I: Basic Principles,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 39, pp. 555–566 (1992).
- [37] Francois Wu, Jean-Louis Thomas, and Mathias Fink, “Time Reversal of Ultrasonic Fields — Part II: Experimental Results,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 39, pp. 567–578 (1992).
- [38] Didier Cassereau and Mathias Fink, “Time Reversal of Ultrasonic Fields — PART III: Theory of the Closed Time-Reversal Cavity,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 39, pp. 579–592 (1992).
- [39] H. T. O’Neil, “Theory of Focusing Radiators,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 21, pp. 516–526 (1949).
- [40] Larry J. Segerlind, “Applied finite element analysis, 2nd Edition,” *New York: John Wiley & Sons* (1984).
- [41] D. K. Vaughan and J. C. Mould, “PZFlex User’ s Guide,” *Weidlinger Associates* (2007).
- [42] T. Azuma, M. Ogihara, J. Kubota, A. Sasaki, S. Umemura, and H. Furuhashi, “Dual-frequency ultrasound imaging and therapeutic bilaminar array using frequency selective isolation layer,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 57, pp. 1211–1224 (2010).
- [43] L. L. Ries and S. W. Smith, “Finite element analysis of a deformable array transducer,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 46, pp. 1352–1363 (1999).
- [44] N. N. Abboud, G. Wojcik, D. Vaughan, J. Mould, D. Powell, and L. Nikodym, *Proceedings of SPIE 3341, Medical Imaging 1998: Ultrasonic Transducer En-*

- gineering*, vol. 3341, pp. 19–42 (1998).
- [45] 松村武, 江刺正喜, 原田博司, 田中秀治, “高周波レーザドップラ振動計による圧電ディスク型共振子の振動モードの観察,” *IEEJ Transactions on Electronics, Information and Systems*, vol. 131, pp. 1086–1093 (2011).
  - [46] B. Y. Lee and T. Iijima, “High-frequency piezoelectric displacement of PZT films measured using twin-beam laser doppler vibrometer,” *Journal of the Ceramic Society of Japan*, vol. 118, pp. 842–846 (2010).
  - [47] J. M. Buick, J. A. Cosgrove, P. A. Douissard, C. A. Greated, and B. Gilabert, “Application of the acousto-optic effect to pressure measurements in ultrasound fields in water using a laser vibrometer,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, pp. 3203–3207 (2004).
  - [48] A. R. Harland, J. N. Petzing, and J. R. Tyrer, “Visualising scattering underwater acoustic fields using laser Doppler vibrometry,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 305, pp. 659–671 (2007).
  - [49] 岸谷康, 山田晃, “レーザドップラ振動計を用いた水中音場計測法の性能評価試験,” 日本音響学会研究発表会講演論文集, pp. 1211–1212 (2001).
  - [50] 長尾健太郎, 山田晃, “レーザドップラ振動計を用いた非線形収束音場計測,” 日本音響学会研究発表会講演論文集, pp. 1075–1076 (2003).
  - [51] J. H. Li, S. Z. Min, L. Han, and J. Zhong, “Characteristics of ultrasonic vibration transmission in bonding process,” *Journal of Central South University of Technology*, vol. 12, pp. 567–571 (2005).
  - [52] H. W. Peng, D. J. Wang, and C. B. Lee, “Nonlinear low frequency water waves in a cylindrical shell,” *Modern Physics Letters B*, vol. 19, pp. 28–29 (2005).
  - [53] Igor Aleksandrovich Viktorov; with a foreword by Warren P. Mason, “Rayleigh and Lamb waves: physical theory and applications,” *New York: Plenum Press* (1967).
  - [54] 藤島啓, 中村武, 岡田勉, “球形圧電セラミックスピーカの諸特性,” 日本音響学会

- 研究発表会講演論文集, pp. 523–524 (1996).
- [55] 中村武, 田中謙次, “人に優しいセラミックス球形スピーカーの実用化を目指して,” *Ceramics Japan*, vol. 34, pp. 647–649 (1999).
  - [56] H. Lamb, “On the vibration of a spherical shell,” *Proceedings of the London Mathematical Society*, vol. 14, pp. 50–56 (1883).
  - [57] 妹沢克惟, “振動学,” 第2章, pp. 145–146, 岩波書店 (1949).
  - [58] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Breathing-Mode Ceramic Element for Therapeutic Array Transducer,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 50, pp. 07HC02 1–4 (2011).
  - [59] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Therapeutic Array Transducer Element Using Coresonance Between Hemispherical Piezoceramic Shell and Water Sphere: Effect of Load Masses of Support and Electric Contact,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 51, pp. 07GF24 1–6 (2012).
  - [60] K. Otsu, S. Yoshizawa, and S. Umemura, “Novel Concept of Array Transducer Element Using Combined Resonance Between Oscillations of Hemispherical Piezoceramic Shell and Bulk Water,” *Proceedings of 2011 IEEE International Ultrasonics Symposium*, pp. 2181–2184 (2012).
  - [61] K. J. Kirk, J. Elgoyhen, J. P. Hood, and D. Hutson, “Use of mass loading to operate a thin film ultrasonic transducer in the 300 kHz–10 MHz frequency range,” *Journal of Electroceramics*, vol. 27, pp. 29–32 (2011).
  - [62] S. Umemura, K. Kawabata, and K. Sasaki, “Enhancement of sonodynamic tissue damage production by second-harmonic superimposition: theoretical analysis of its mechanism,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 43, pp. 1054–1062 (1996).
  - [63] K. Kawabata and S. Umemura, “Use of Second-Harmonic Superimposition to Induce Chemical Effects of Ultrasound,” *Journal of Physical Chemistry*, vol. 100, pp. 18784–18789 (1996).
  - [64] S. Umemura, K. Kawabata, and K. Sasaki, “In vitro and in vivo enhancement

- of sonodynamically active cavitation by second-harmonic superimposition,” *Journal of The Acoustical Society of America*, vol. 101, pp. 569–577 (1997).
- [65] K. Kawabata and S. Umemura, “Effect of Periodic Phase Shift on Acoustic Cavitation Induction with Second-Harmonic Superimposition,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 42, pp. 3246–3250 (2003).
- [66] Ryo Takagi, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Cavitation Inception by Dual-Frequency Excitation in High-Intensity Focused Ultrasound Treatment,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 50, pp. 07HF14 1–5 (2011).

# 謝辞

本研究は、東北大学大学院医工学研究科博士課程後期 3 年の課程において、梅村晋一郎教授の終始懇篤なる御指導、御討論を賜りました。ここに、深く感謝の意を表し、厚く御礼申し上げます。

本研究を進めるにあたり、研究会や超音波関連研究室の合同ゼミ等において、有益な御討論、御助言をいただきました東北大学大学院工学研究科の山中一司教授、同大学院医工学研究科の西條芳文教授、同大学院工学研究科の金井浩教授、同大学院医工学研究科の長谷川英之准教授に深く感謝いたします。

また、本研究を進めるにあたり、圧電セラミックスの試作においてご協力いただきました富士セラミックスの高橋弘文氏に厚く感謝いたします。

また、本研究を進めるにあたり、数値シミュレーションソフトウェアのサンプルコードを御提供くださり、多大なる御討論、御助言をいただきました日立製作所中央研究所の東隆氏に厚く感謝いたします。

研究上の御指導、御助言のみならず、研究生活全般にわたって大変お世話になりました本学大学院工学研究科の吉澤晋助教に深く感謝申し上げます。

研究生活を送る上で、梅村研究室の皆様には様々な面で大変お世話になりました。

最後になりましたが、ここに記しきれない多くの方々を含め、学生生活を送る上でお世話になりました全ての方々に心より感謝いたします。



# 学術雑誌に掲載された論文リスト (レフェリーのある論文)

- [1] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Breathing-Mode Ceramic Element for Therapeutic Array Transducer,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 50, pp. 07HC02 1–4 (2011).
- [2] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Therapeutic Array Transducer Element Using Coresonance Between Hemispherical Piezoceramic Shell and Water Sphere: Effect of Load Masses of Support and Electric Contact,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 51, pp. 07GF24 1–6 (2012).
- [3] Yuji Komura, Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Analysis of Non-Uniform Vibration of Focused Ultrasound Transducer Using Time-Reversal Method,” *Japanese Journal of Applied Physics* (submitted).
- [4] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Ultrasonic Array Transducer Element Using Resonance between Hemispherical Piezoceramic Shell and Water Sphere,” *Journal of the Acoustical Society of America* (in preparation).
- [5] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Analysis of Lamb Waves on the Spherical Single-Element Piezoceramic Transducer,” *Japanese Journal of Applied Physics* (in preparation).

# 学術雑誌に掲載された論文リスト (レフェリーのない論文)

- [1] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Vibrational Analysis of Single-Element High Intensity Focused Ultrasound Transducer,” Nano-Biomedical Engineering 2012: Proceedings of the Tohoku University Global Centre of Excellence Programme “Global Nano-Biomedical Engineering Education and Research Network Centre,” pp. 306–316 (2012).  
(発行: Imperial College Press).
- [2] 大津賢治, 修士学位論文要約 (平成 22 年 3 月) “有限要素法による治療用超音波トランスデューサの振動的挙動に関する研究,” 東北大学電通談話会記録, 東北大学電気通信研究所, 第 79 巻 第 1 号, pp. 481–482 (2010).

# 学会発表論文リスト

- [1] 大津賢治, 吉澤晋, 梅村晋一郎, “超音波治療用アレイトランスデューサのための半球殻状圧電素子 –試作素子を用いた実験及び数値解析–,” 圧電材料・デバイスシンポジウム 2013, pp. \*\*–\*\* (2013).
- [2] 大津賢治, 吉澤晋, 梅村晋一郎, “集束超音波治療のための球殻状圧電素子の振動解析,” 第 71 回超音波エレクトロニクス研究会（東北大学電気通信研究所工学研究会）(2012).
- [3] 大津賢治, 吉澤晋, 梅村晋一郎, “治療用の集束超音波振動子の振動解析,” 第 46 回日本生体医工学会東北支部大会講演論文集, p. 9 (2012).
- [4] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Vibration Analysis of Single-Element Focused Ultrasound Transducer,” 2012 IEEE International Ultrasonics Symposium, (2012).
- [5] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Novel Concept of Therapeutic Array Transducer Element Using Coresonance Between Oscillations of Hemispherical Piezoceramic Shell and Water Sphere,” The Acoustics 2012 Hong Kong (163rd Meeting of the Acoustical Society of America (ASA)), p. 1106 (2012).
- [6] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Novel Concept of Therapeutic Array Transducer Element Using Coresonance Between Hemispherical Piezoceramic Shell and Water Sphere,” 第 18 回東北大学グローバル COE 「新世紀世界の成長焦点に築くナノ医工学拠点」 国際シンポジウム, pp. 155–156 (2012).

- [7] 大津賢治, 吉澤晋, 梅村晋一郎, “半球殻圧電セラミックと水の体積振動との共振を利用した圧電素子 – 支持方法及び電気接点の影響の検討 –,” 圧電材料・デバイスシンポジウム 2012, pp. 9–10 (2012).
- [8] 大津賢治, 吉澤晋, 廣川達彦, 羽倉守人, 梅村晋一郎, “レーザドップラ振動計によるシングルエレメント集束 超音波トランスデューサの振動解析 – ハイドロフォン計測, 有限要素解析との比較 –,” 圧電材料・デバイスシンポジウム 2012, pp. 11–12 (2012).
- [9] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Novel Concept of Array Transducer Element for Therapeutic Ultrasound Using Combined Resonance Between Oscillations of Hemispherical Piezoceramic Shell and Bulk Water,” 5th East Asian Pacific Student Workshop on Nano-Biomedical Engineering, pp. 90–91 (2011).
- [10] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Therapeutic Array Transducer Element Using Coresonance Between Hemispherical Piezoceramic Shell and Water Sphere,” 第 32 回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム (USE2011) , pp. 531–532 (2011).
- [11] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Novel Concept of Array Transducer Element Using Combined Resonance Between Oscillations of Hemispherical Piezoceramic Shell and Bulk Water,” 2011 IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings, pp. 2181–2184 (2011)
- [12] Kenji Otsu, Yuji Komura, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Experimental Study on Non-Uniform Vibration of Thickness-Mode Focused Ultrasound Transducer Using Time Reversal,” 第 16 回東北大学グローバル COE 「新世紀世界の成長焦点に築くナノ医工学拠点」国際シンポジウム, pp. \*\*–\*\* (2011).
- [13] 大津賢治, 吉澤晋, 梅村晋一郎, “超音波治療用アレイトランスデューサのための呼吸振動モード球殻形状圧電素子,” 圧電材料・デバイスシンポジウム 2011, pp. 5–8 (2011).

- [14] 小村祐司, 大津賢治, 吉澤晋, 梅村晋一郎, “位相共役法による厚みモード集束超音波トランスデューサの不均一振動の解析,” 圧電材料・デバイスシンポジウム 2011, pp. 1–4 (2011).
- [15] Kenji Otsu, Yuji Komura, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Analysis of Non-Uniform Vibration of Single-Element High Intensity Focused Ultrasound Transducer,” 4th East Asian Pacific Student Workshop on Nano-Biomedical Engineering, pp. 34–35 (2010).
- [16] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Breathing mode ceramic element for therapeutic array transducer,” 第 31 回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム (USE2010) , pp. 247–248 (2010).
- [17] Yuji Komura, Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Analysis of Non-uniform Vibration of Focused Ultrasound Transducer Using Time-Reversal Method,” 第 31 回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム (USE2010) , pp. 261–262 (2010).
- [18] Kenji Otsu, Yasuhiro Kaneshima, Yuji Komura, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Effects of Leaky Lamb-like Wave Propagation in Single-Element High Intensity Focused Ultrasound Transducer by Vibration Analysis,” 2010 IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings, pp. 1230–1233 (2010).
- [19] 大津賢治, 金島泰浩, 小村祐司, 吉澤晋, 梅村晋一郎, “シングルエレメントの強力集束超音波トランスデューサの振動解析 –漏洩ラム波の影響–,” IEICE technical report. Ultrasonics, vol. 110, no. 213, pp. 111–116 (2010).
- [20] Kenji Otsu, Yasuhiro Kaneshima, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Effects of Lamb Wave in Therapeutic Ultrasound Transducer by Vibration Analysis,” IFMBE Proceedings, vol. 31, pp. 1640–1643 (2010).
- [21] Kenji Otsu, Yasuhiro Kaneshima, Yuji Komura, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Effects of Leaky Lamb-like Wave Propagation in Single-Element High Intensity Focused Ultrasound Transducer by Vibration Analy-

- sis,” AIP Conference Proceedings, vol. 1359, pp. 211–214 (2011).
- [22] Kenji Otsu, Yasuhiro Kaneshima, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Vibration Analysis of Single-element Piezoelectric Transducer for Therapeutic Ultrasound Based on Finite Element Method,” 5th International Symposium on Medical, Bio- and Nano-Electronics, pp. 169–170 (2010).
  - [23] 大津賢治, 吉澤晋, 梅村晋一郎, “有限要素法による治療用超音波トランスデューサの振動解析,” 第 63 回超音波エレクトロニクス研究会, 63–1 (2009).
  - [24] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, Takashi Azuma, and Shin-ichiro Umemura, “Vibration Analysis of Therapeutic Ultrasound Transducer by FEM,” 第 30 回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム (USE2009) , pp. 335–336 (2009).
  - [25] Kenji Otsu, Shin Yoshizawa, and Shin-ichiro Umemura, “Development of High-power Piezocomposite Transducers for Therapeutic Ultrasound by FEM,” 4th International Symposium on Medical, Bio- and Nano-Electronics, pp. 129–130 (2009).
  - [26] 大津賢治, 荒川元孝, 櫛引淳一, “Measurement Model for Propagation Characteristics of Leaky Surface Acoustic Waves by the Line-Focus-Beam Ultrasonic Material Characterization System,” 第 29 回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム (USE2008) , pp. 15–16 (2008).
  - [27] Jun-ichi Kushibiki, Mototaka Arakawa, and Kenji Otsu, “Measurement Model for Attenuation of Leaky Surface Acoustic Waves by the Line-Focus-Beam Ultrasonic Material Characterization System,” 2008 IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings, pp. 611–614 (2008).
  - [28] 大津賢治, 荒川元孝, 櫛引淳一, “LFB 超音波材料解析システムによる漏洩弾性表面波伝搬特性の測定モデル,” IEICE technical report. Ultrasonics, vol. 108, no. 212, pp. 1–6 (2008).
  - [29] 大津賢治, 荒川元孝, 櫛引淳一, “LFB 超音波材料解析システムによる漏洩弾性表面波伝搬特性の測定モデル,” 第 56 回超音波エレクトロニクス研究会, 56–3

(2008).

- [30] 櫛引淳一, 荒川元孝, 大津賢治, “LFB 超音波材料解析システムによる漏洩弾性表面波の伝搬減衰測定モデルに関する実験的検討,” 2008 年春季 第 55 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 No. 1, p. 459 (2008).
- [31] 櫛引淳一, 荒川元孝, 大津賢治, 遠藤聡, 島田賢次, 石井芳一, “四重光路マイケルソン干渉計方式熱膨張計による超低膨張ガラスの線膨張係数の測定,” 2008 年春季 第 55 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 No. 2, p. 936 (2008).